

Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Oliver Meusel

aus Quedlinburg

Frankfurt am Main
2005

D30

Vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe – Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. W. Aßmus

Gutachter: Prof. U. Ratzinger, Prof. A. Schempp

Datum der Disputation: 17.02.2006

Einleitung	1
-------------------	---

1. Gabor – Linsen

1.0. Aufbau und Funktion der verwendeten Gabor – Linsen	4
1.1. Einschluss eines nichtneutralen Plasmas	6
1.1.1. Radialer Einschluss	6
1.1.2. Longitudinaler Einschluss	9
1.1.3. Zusammenfassung	10
1.2. Numerische Simulation des nichtneutralen Plasmas	11
1.2.1. Gekoppelte radiale und longitudinale Einschlussbedingungen	12
1.2.2. Einfluss des äußeren elektrischen Feldes auf den radialen Elektroneneinschluss	13
1.2.3. Einfluss der Elektrodengeometrie auf den Einschluss des NNP	15
1.2.4. Longitudinale Elektronenverluste	17
1.2.5. Radiale Elektronenverluste	19
1.2.6. Zusammenfassung	21
1.3. Erzeugung und Untersuchung des Elektronenplasmas	23
1.3.1. Erzeugung der Linsenelektronen	23
1.3.2. Korrelation zwischen Restgasleuchten und Plasmadichte	25
1.3.3. Spektroskopische Bestimmung der Plasmamparameter	29
1.3.4. Zusammenfassung	35

2. Strahltransportexperimente

2.0. Aufbau des Beschleunigerexperiments	37
2.1. Die Ionenquelle	39
2.1.1. Aufbau und Funktion der Ionenquelle	39
2.1.2. Perveanz	40
2.1.3. Emittanz	42
2.1.4. Zusammenfassung	47

2.2. Low Energy Beam Transport	48
2.2.1. Aufbau des Transportkanals	48
2.2.2. Differentielles Pumpen und Strahl – Restgaswechselwirkung	49
2.2.3. Strahlfokussierung	54
2.2.4. Zeitliche Variation der Strahlfokussierung	61
2.3. Der RFQ	65
2.3.1. Aufbau und Funktion des RFQ	65
2.3.2. Transmission durch den RFQ	68
2.3.3. Transversale Abbildungseigenschaften des RFQ	72
2.3.4. Beschleunigungseigenschaften des RFQ	78
2.3.5. Zusammenfassung	80
2.4. Transport gebunchter Strahlen nach dem RFQ	
2.4.1. Aufbau des Transportkanals	82
2.4.2. Abbildungseigenschaften und Fokussierstärke der HGL	83
2.4.3. Zeitaufgelöste Untersuchung der Abbildungseigenschaften der HGL	89
2.4.4. Zusammenfassung	91
2.5. Zusammenfassung	93

Einleitung

Experimente mit hochenergetischen Teilchen sind in der Physik seit langem etabliert. Wurden zuerst Radionuklide zur Bereitstellung der Partikel genutzt, begann sehr schnell die Entwicklung von Beschleunigerstrukturen, in denen elektrisch geladene Teilchen zunächst nur bei geringen Strömen in einem gerichteten Strahl für die Experimente mit verschiedenen kinetischen Energien zur Verfügung gestellt werden konnten. Um die Anzahl der Ereignisse bei den Untersuchungen zu erhöhen und damit die physikalischen Prozesse mit einer ausreichenden statistischen Signifikanz zu beurteilen, war und ist das Ziel, den Ionenstrahlstrom weiter zu erhöhen. Außerdem wird bei der Entwicklung und dem Ausbau bestehender Beschleunigerprojekte eine Erhöhung der Strahlenergie angestrebt, um die Wechselwirkungsprozesse zwischen den Bausteinen der Materie und somit Fragestellungen der Kosmologie untersuchen zu können. Neben der Grundlagenforschung sind auch Konzepte zur Nutzung der Beschleunigertechnologie in der wirtschaftsnahen angewandten Forschung zur Entwicklung neuer Innovationen im Einsatz. Weitere Anwendungsbereiche sind medizinische Technologien, Raumfahrt und Energieerzeugung. Die geforderte Steigerung der Ionenstrahlleistung durch eine Erhöhung des Ionenstromes und der Strahlenergie sowie die Verwendung schwerer Ionen für die verschiedenen Anwendungen implizieren erhebliche Anstrengungen bei der Entwicklung der einzelnen Komponenten eines Beschleunigers. Nach der Extraktion des Ionenstrahles aus der Ionenquelle erfolgt eine Anpassung der Strahleigenschaften an die nachfolgende erste Beschleunigerstruktur, bei der es sich in den meisten Laboren um einen RFQ handelt. In dieser so genannten niederenergetischen Transportsektion (LEBT, Low Energy Beam Transport) führen die sehr geringen von der Masse abhängigen Ionengeschwindigkeiten zu einer sehr hohen Ladungsträgerdichte im Strahlvolumen, aus der eine hohe Raumladung folgt. Das bedeutet, an diesen Transportkanal und die enthaltenen ionenoptischen Elemente werden bezüglich der kinetischen Energie der Strahlionen und der Raumladungskräfte erhöhte Anforderungen gestellt, um die Strahlqualität, die durch die verwendete Ionenquelle und deren Einstellungen bestimmt wird, zu erhalten [1]. Für die Experimentatoren ergibt sich daraus eine Erhöhung der Teilchenstromdichte oder Luminosität am Ende des Beschleunigers, die multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt der entsprechenden Targetreaktion die Ereignisrate ergibt. Weiterhin würde eine Änderung der Strahlionendichteverteilung im Phasenraum zu einer Fehlanpassung des Ionenstrahles an nachfolgende Komponenten der Beschleunigeranlage führen, die dann Strahlstromverluste und bei hohen Strahlenergien eine Aktivierung der verschiedenen Baugruppen durch die Wechselwirkung mit den Ionen nach sich zieht. Die Verschlechterung der Strahlqualität, die durch das so genannte Emittanzwachstum ausgedrückt wird, hat ihre Ursache in den nichtlinearen Feldanteilen, die bei der Fokussierung des Ionenstrahles zu Abberationen führt, sowie den nichtlinearen Anteilen des elektrischen Eigenfeldes des Ionenstrahles, das bei einer hohen Raumladung zu einer Umverteilung der Ionen im Strahlvolumen führt [2]. Deshalb sind insbesondere LEBT-Sektionen von Interesse, bei denen eine Kompensation der Raumladung durch das Einbringen von Ladungsträgern mit entgegengesetztem Vorzeichen in das Strahlvolumen erfolgen kann [3,4]. Bei positiven Ionenstrahlen werden Elektronen, die meistens durch Restgasionisation erzeugt werden im Strahlpotential eingeschlossen [5,6,7]. Dieser Einschluss ist allerdings in Abhängigkeit von der Tiefe des Strahlpotentials nicht sehr stark und kann deshalb leicht durch äußere Felder, die zur Strahlfokussierung benutzt werden, beeinflusst oder gänzlich verhindert werden [8]. Insbesondere ist bei elektrostatischen Linsensystemen kein raumladungskompensierter Strahltransport möglich. Beim Einsatz von magnetischen Linsen in einer LEBT-Sektion hingegen wird der Einschluss der Elektronen im Strahlpotential nicht unterbunden, allerdings wird bei höheren Feldstärken, die beim Transport von Ionen mit hohem Impuls nötig sind, die

Verteilungsfunktion der Kompensationsteilchen beeinflusst, so dass es zu einem Emittanzwachstum kommen kann [9,10]. Aus diesem Grund, werden Untersuchungen angestellt, durch Ringblenden, die mit einem Potential beaufschlagt sind, die Raumladungskompensation auch in magnetischen Transportkanälen zu unterdrücken. Eine weitere Möglichkeit, die Raumladungswirkung in der ersten Transportsektion eines Beschleunigers zu vermindern, besteht in der Wahl einer höheren Extraktionenergie, so dass die Strahlionendichte auf Grund der höheren Teilchengeschwindigkeit reduziert wird. Beim HIF-Projekt (HIF, Heavy Ion Fusion) [11], bei dem durch den Beschuss eines Deuterium-Tritium-Pellets mit Schwerionenstrahlen eine Kernfusionsreaktion initiiert werden soll, werden die Bi^{1+} -Ionen nach der Extraktion elektrostatisch in einem Beschleunigungsrohr auf eine Energie von etwa 500 keV beschleunigt, bevor sie durch die LEBT-Sektion an den Beschleuniger angepasst werden [12]. Dabei treten jedoch insbesondere bei der Fokussierung erhebliche Probleme auf, die auf eine technische Limitierung der Brechkraft von elektrostatischen und magnetischen Linsensystemen zurückzuführen sind. Die geschilderten Probleme beim Transport insbesondere niederenergetischer Schwerionenstrahlen waren die Motivation für Untersuchungen, die zeigen sollen, ob sich Raumladungslinsen für die Fokussierung von Ionenstrahlen einsetzen lassen. Bei diesem Linsentyp, der von Denis Gabor 1946 vorgeschlagen wurde, wird das Raumladungsfeld einer stabil eingeschlossenen Elektronenwolke zur Fokussierung des Ionenstrahles genutzt [13]. Die Elektronen werden im Linsenvolumen radial durch ein magnetisches Feld und longitudinal durch ein elektrostatisches Potential eingeschlossen. Welche Vorteile ergeben sich aus der Verwendung dieser so genannten Gabor-Linse? Bei der Fokussierung durch eine Raumladungswolke handelt es sich um eine Fokussierung erster Ordnung, und diese ist wesentlich effektiver als bei konventionellen Linsensystemen. Prinzipiell handelt es sich auch bei der Verwendung von Quadrupolen um eine Fokussierung erster Ordnung, die „starke“ Fokussierung genannt wird, jedoch hat die Verwendung eines einzelnen Elements eine Fokussierung in einer transversalen Ebene und eine Defokussierung in der anderen Ebene zur Folge. Des weiteren werden im Gegensatz zu den anderen Linsentypen bei einer Gabor-Linse die externen Felder zum Einschluss der Elektronenwolke, die auch als **nichtneutrales Plasma (NNP)** bezeichnet werden kann, benötigt, so dass bei der Fokussierung mit einer Raumladungslinse im Gegensatz zu konventionellen Linsensystemen bei vergleichbarer Brechkraft wesentlich geringere Feldstärken aufgewandt werden müssen. Außerdem erfolgt die Fokussierung durch elektrostatische Felder und ist somit unabhängig von der Ionenmasse. Diesen Vorteil von elektrostatischen Linsensystemen kombiniert die Gabor-Linse mit der möglichen Kompensation der Raumladung in der gesamten LEBT-Sektion. Da die Elektronendichteverteilung in der Raumladungslinse durch die externen Felder bestimmt wird, können diese so eingestellt werden, dass die Elektronen homogen im Linsenvolumen verteilt sind [14]. Aus der Poisson-Gleichung folgt für diesen Fall ein lineares elektrisches Raumladungsfeld, so dass die Abbildung des Ionenstrahles durch das NNP aberrationsfrei ist. Die Untersuchungen des Strahltransports durch Gabor-Linsen erfolgten seit den frühen siebziger Jahren, konnten aus verschiedenen Gründen die theoretischen Vorteile gegenüber den konventionellen Linsensystemen in der praktischen Anwendung jedoch nicht erkennen lassen. Erst durch die Entwicklung eines Prototyps einer Gabor-Linse am IAP, bei der die bisherige externe Befüllung der Linse mit Elektronen durch Produktionsmechanismen im Inneren der Linse ersetzt wurden und eine parallel zu den Experimenten entwickelte Computersoftware die eine Optimierung der Linse bezüglich des Ladungsträgereinschlusses ermöglichte, konnten deutliche Verbesserungen in der Performance des Systems erzielt werden, wobei die Abbildungseigenschaften noch immer hinter den Erwartungen zurück blieben [15,16]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten auf der Basis des vorhandenen Prototypen zwei weitere optimierte Linsen konstruiert werden, um zu untersuchen, ob sich eine LEBT-Sektion, bestehend aus zwei Gabor-Linsen, dazu eignet, einen

Raumladungsdominierten Ionenstrahl in einen Beschleuniger zu injizieren. Nach der Beschleunigung des Ionenstrahles durch einen RFQ auf eine Energie von etwa 440 keV sollten Transportexperimente zeigen, ob eine neu entwickelte **Hochfeld Gabor-Linse** (HGL) zur Fokussierung dieses Strahles eingesetzt werden kann. Die Strahlenergie ist dabei mit der vergleichbar, die im HIF-Projekt für die Injektion des Bi^{1+} -Strahles in den RFQ geplant ist [17]. Insbesondere war bei den Experimenten mit dem durch den RFQ beschleunigten Strahl die Einschlusseffizienz bezüglich der Elektronendichte in der HGL von Interesse und auch das Verhalten des NNP bei der Fokussierung eines gepulsten Ionenstrahles. Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit werden die theoretischen Grundlagen für den Einschluss eines nichtneutralen Plasmas erläutert. Dabei stellt sich heraus, dass die unvollständigen Randbedingungen der theoretischen Beschreibung die Einschlusseffizienz überschätzen. Deshalb wird ein numerisches Modell vorgestellt, mit dem die Elektronendichteverteilung in einer Gabor-Linse selbstkonsistent bestimmt werden kann. Anschließend werden Experimente beschrieben, bei denen die Eigenschaften des NNP als Funktion der Linsenparameter optisch untersucht wurden, um die Funktionsweise der Linsen zu prüfen und Zusammenhänge zwischen den angelegten externen Feldern und den sich einstellenden Plasmaparametern zu beleuchten. Der zweite Teil der Arbeit widmet sich den Strahltransportexperimenten, die am Testinjektor durchgeführt wurden. Aufbau und Funktion der einzelnen Komponenten werden dargestellt und experimentelle Ergebnisse mit den theoretischen und numerischen Resultaten verglichen.

1. Gabor-Linsen

1.0. Einleitung

Für die experimentellen Untersuchungen des nichtneutralen Plasmas und dessen Eignung für den Ionenstrahltransport wurden zwei verschiedene Gabor-Linsen konstruiert. Bei der Linse, die für die Experimente am niederenergetischen raumladungsdominierten Ionenstrahl verwendet wurde, handelt es sich um einen leicht modifizierten Nachbau der Gabor-Linse, die zu Beginn der 90-er Jahre am IAP entwickelt und in zahlreichen Experimenten getestet wurde [18]. In Abbildung 1.0.1. ist der schematische Aufbau dieser Linse dargestellt.

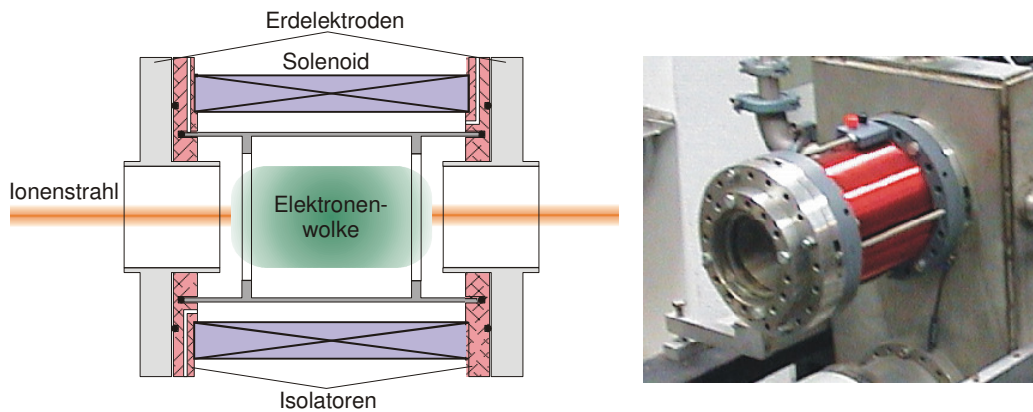


Abb. 1.0.1: Schematische Darstellung und Fotografie der kleinen Gabor-Linse

Sie besteht aus einer zylindrischen Anode mit einem Radius von $R_A = 0,05$ m und einer Länge von $z = 0,16$ m. Die Anode dient gleichzeitig als Wandung des Vakuumrezipienten. Dadurch werden parasitäre Gasentladungen entlang einer Kontaktierung im Vakuum vermieden. Die Anode wird longitudinal durch zwei Erdelektroden mit Radius $R_G = 0,035$ m begrenzt und kann maximal mit einem Potential von $\Phi_A = 6000$ V beaufschlagt werden. Das für den Einschluss des NNP benötigte Magnetfeld wird durch einen Solenoiden erzeugt, der die zylindrische Anode im Abstand von 10 mm umgibt. Mit aktiver Kühlung der Linse kann ein maximaler Strom von $I_{Sol} = 5$ A permanent durch den Solenoiden fließen. Dabei ergibt sich auf der geometrischen Achse der Linse ein magnetisches Feld von $B_z = 0,03$ T.

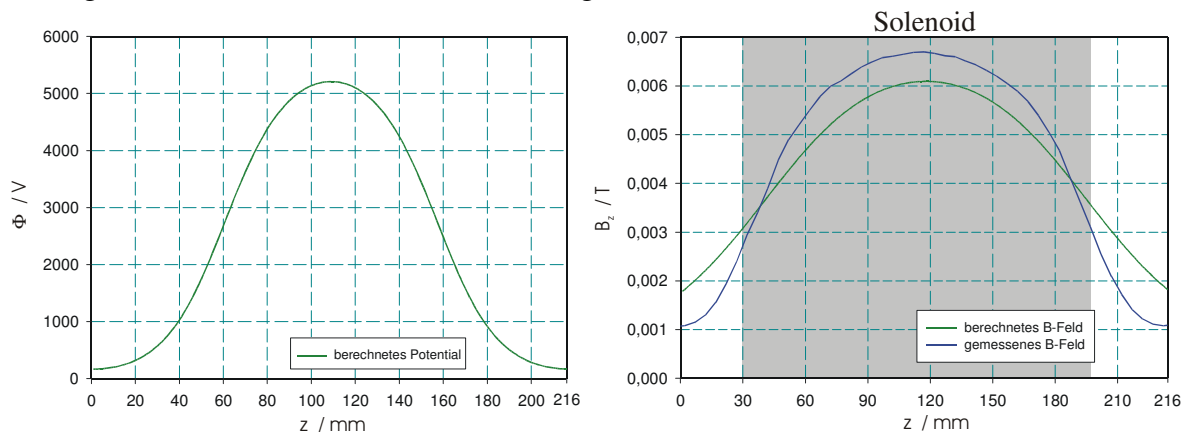


Abb. 1.0.2: Berechneter Potentialverlauf auf der Linsenachse für $\Phi_A = 6$ kV und berechneter sowie gemessener Verlauf des Magnetfeldes für einen Strom von $I = 1$ A

In Abbildung 1.0.2 ist das Magnetfeld B_z und das Potential Φ auf der geometrischen Achse als Funktion der Linsenlänge z dargestellt. Für die Transportexperimente mit einem gebunchten Ionenstrahl bei mittleren Energien wurde eine Hochfeld-Gabor-Linse (HGL) entwickelt und konstruiert. Durch numerische Simulationen konnten die für die Experimente nötigen Feldstärken bestimmt und das Design der Linse auf einen bestmöglichen Ladungsträgereinschluss optimiert werden. In Abbildung 1.0.3. ist der Aufbau der HGL schematisch dargestellt.

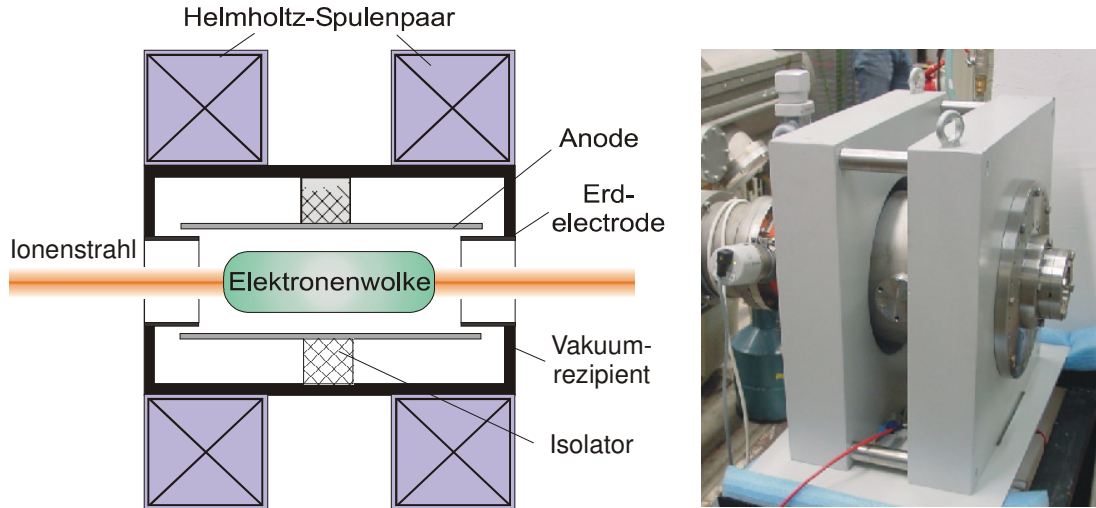


Abb. 1.0.3: Schematische Darstellung und Fotografie der Hochfeld-Gabor-Linse HGL

Die Linse ist für ein maximales Potential von $\Phi_A = 65$ kV konzipiert. Um Überschläge zu vermeiden, wurde die Anode mit einem Radius von $R_A = 0,035$ m im Inneren des Vakuumrezipienten mit einer Appertur von 0,3 m montiert. Das Magnetfeld wird durch ein Helmholz-Spulenpaar erzeugt, das bei einem Strom von 300 A ein magnetisches Feld von $B_z = 0,2$ T auf der geometrischen Achse der Linse erzeugt.

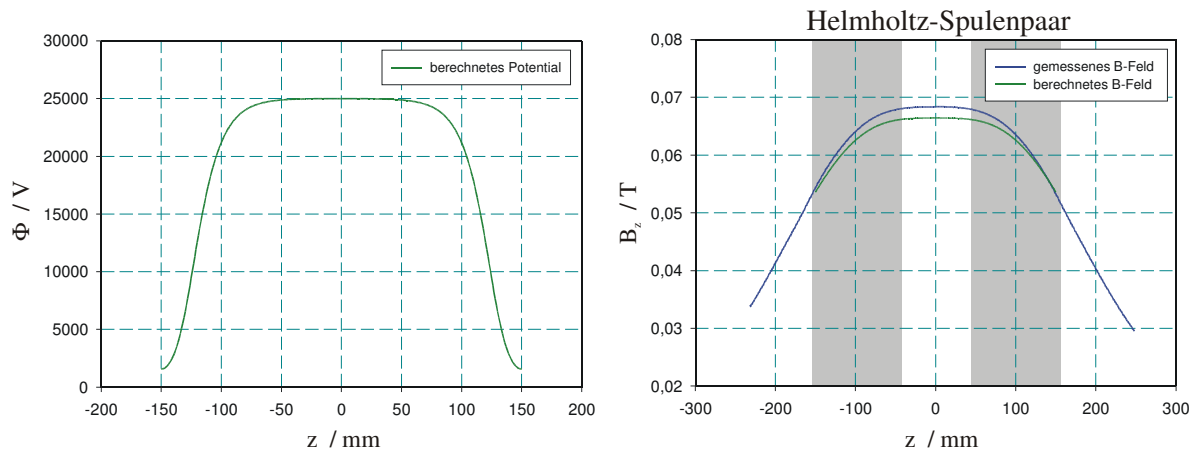


Abb. 1.0.4: Berechneter Potentialverlauf auf der Linsenachse für $\Phi_A = 25$ kV und berechneter sowie gemessener Verlauf des Magnetfeldes für einen Strom von $I = 100$ A

Der gesamte Aufbau der Linse ist so variabel gestaltet, dass eine geometrische Veränderung wie z.B. der Radius der Erdblenden oder der Anode durch einfaches Austauschen der entsprechenden Komponenten möglich ist. Die Verwendung des Helmholz-Spulenpaares gestattet außerdem die prinzipielle Möglichkeit, eine transversale Diagnose des in der Linse eingeschlossenen NNP durchzuführen.

1.1. Einschluss des nichtneutralen Plasmas

1.1.1. Radialer Einschluss

Der radiale Einschluss eines Ensembles aus geladenen Partikeln kann durch ein axiales Magnetfeld, wie es zum Beispiel durch einen Solenoiden erzeugt wird, realisiert werden. Zur theoretischen Beschreibung, die der Argumentation von R.C. Davidson folgt [19], wird angenommen, dass eine homogen mit Elektronen gefüllte zylindrische Raumladungswolke mit Radius R_p in ein homogenes axiales Magnetfeld eingebettet ist (Abb. 1.1.1). Des weiteren wird angenommen, dass keine Ionen vorhanden sind, dass das diamagnetische Feld, verursacht durch die Rotation der Raumladungswolke, vernachlässigbar ist und dass das nichtneutrale Plasma „kalt“ ist. Das bedeutet, dass die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Vergleich zu ihren Driftgeschwindigkeiten vernachlässigbar ist.

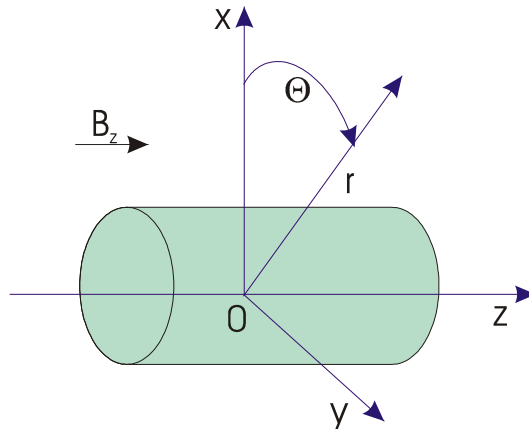


Abb. 1.1.1: Homogene zylindrische Elektronenwolke im homogenen axialen Magnetfeld B_z .

Zur Beschreibung des Kräftegleichgewichts eines solchen Systems können die Kräfte auf ein einzelnes Partikel und dessen Bewegung im zeitlich konstanten axialen magnetischen und radialen elektrischen Feld untersucht werden. Die Kraft auf ein Elektron, das sich auf einem zirkularen Orbit mit Radius r um die Symmetrieachse bewegt, ist gegeben durch

$$-\frac{m_e v_{e,\Theta}^2}{r} = -eE_r - ev_{e,\Theta} B_z \quad (1.1.1)$$

wobei $v_{e,\Theta}$ die Transversalgeschwindigkeit, E_r das radiale elektrische Feld, m_e die Elektronenmasse und e die Elementarladung bezeichnen. In Abb. 1.1.2 sind die Kräfte auf ein einzelnes Elektron schematisch dargestellt.

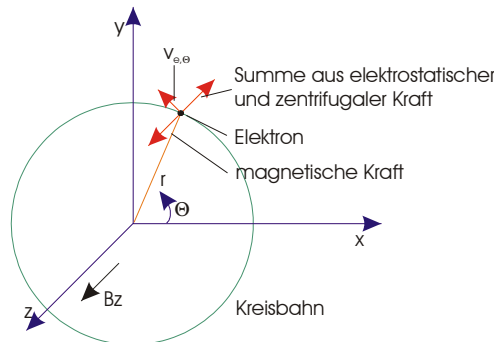


Abb. 1.1.2: Gleichgewicht der auf das Elektron wirkenden Kräfte.

Das radiale elektrische Feld der zylindersymmetrischen Raumladungswolke ergibt sich aus der Poisson-Gleichung in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_r = \frac{1}{\epsilon_0} e n_e(r) \quad (1.1.2)$$

Für eine homogene Elektronendichteverteilung kann Gleichung (1.1.2) von $0 < r < R_p$ integriert werden und es ergibt sich:

$$E_r = -\frac{1}{2\epsilon_0} e n_e r, \quad (0 < r < R_p) \quad (1.1.3)$$

Durch Einsetzen der Plasmafrequenz

$$\omega_{pe}^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \quad (1.1.4)$$

ergibt sich

$$E_r = -\frac{m_e}{2e} \omega_{pe}^2 r, \quad (0 < r < R_p) \quad (1.1.5)$$

Nach Einführen der Winkelgeschwindigkeit $\omega_e = v_{e\theta} / r$ lässt sich Gleichung (1.1.1) in folgender Form schreiben

$$-\omega_e^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{2} - \omega_e \Omega_e \quad (1.1.6)$$

mit $\Omega_e = eB_z / m_e$ der Zyklotronfrequenz. Es ergeben sich als Lösung für diese quadratische Gleichung zwei Winkelgeschwindigkeiten [10].

$$\omega_e = \omega_e^\pm = \frac{\Omega_e}{2} \left[1 \pm \left(1 - \frac{2\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.1.7)$$

Die Winkelgeschwindigkeit ω_e^+ korrespondiert mit der Zyklotronfrequenz der Elektronen, die sich auf einer Kreisbahn um die Magnetfeldlinien bewegen. Dagegen bezeichnet ω_e^- die $E_r \times B_z$ Rotation der Plasmasäule. In Abbildung 1.1.3 ist die Einschlusseffizienz κ_r in der transversalen Ebene

$$\kappa_r = \frac{2\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \quad (1.1.8)$$

als Funktion der Winkelgeschwindigkeit dargestellt.

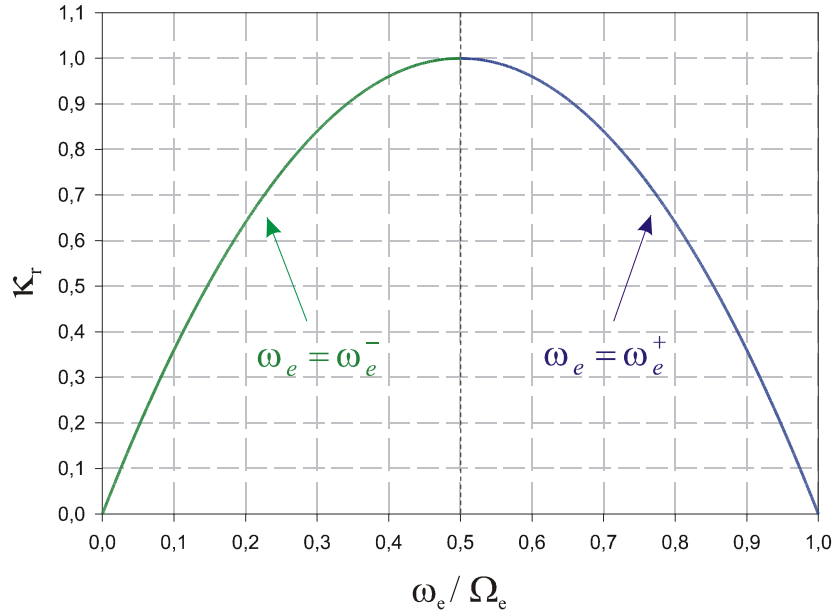


Abb. 1.1.3: Einschlusseffizienz als Funktion der beiden Winkelgeschwindigkeiten ω^- und ω^+

Für reelle Lösungen aus Gleichung 1.1.7 ergibt sich die maximale Plasmadichte bei $\kappa_r = 1$. Diese obere Grenze wird auch als Brillouin-Flow [20] bezeichnet. Die Winkelgeschwindigkeiten haben an diesem Punkt den gleichen Betrag $\omega_e^+ = \omega_e^- = \Omega_e / 2$ und korrespondieren mit einer starren Rotation der Plasmawolke. Für die maximale Elektronendichte ergibt sich mit $2\omega_{pe}^2 = \Omega_e^2$ nach Umformen

$$n_e = \frac{\epsilon_0 B_z^2}{2m_e} \quad (1.1.9)$$

Für ein dünnes NNP $\kappa_r \ll 1$ ergibt sich für die Winkelgeschwindigkeiten

$$\omega_e^- = \frac{\omega_{pe}^2}{2\Omega_e} \quad \text{und} \quad \omega_e^+ = \Omega_e \quad (1.1.10)$$

Die theoretische Untersuchung der Winkelgeschwindigkeiten ist bedeutend, da sie die radialen Verluste an Ladungsträgern beim Einschluss des NNP bestimmen, wie in Abschnitt 1.2.5 gezeigt wird.

1.1.2. Longitudinaler Einschluss

Durch das Elektrodensystem einer Gabor-Linse wird in longitudinaler Richtung eine Potentialwanne etabliert. Die Tiefe dieser Wanne ist durch das Anodenpotential Φ_A gegeben. Das Potential im Inneren der Linse wird durch das Potential der eingeschlossenen Raumladungswolke Φ_r verringert, wie es in Abbildung 1.1.4 skizziert ist. Für die theoretische Betrachtung wird angenommen, dass der longitudinale Einschluss temperaturunabhängig ist.

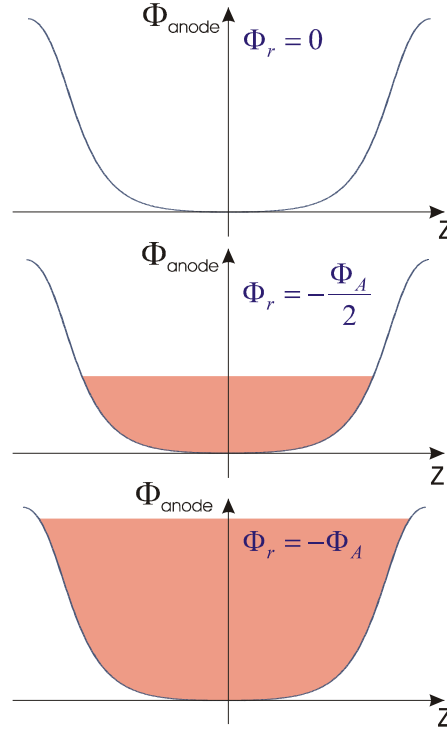


Abb. 1.1.4: Longitudinaler Elektroneneinschluss durch das Anodenpotential Φ_A

Das Potential der Raumladungswolke ist durch die Poisson-Gleichung in Zylinderkoordinaten bestimmt

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_r}{\partial r} - \frac{\partial^2 \Phi_r}{\partial r^2} = \frac{en_e(r)}{\epsilon_0} \quad (1.1.11)$$

Für eine homogene Ladungsträgerdichteverteilung ergibt sich nach Integration für $0 < r < R_p$, und es ergibt sich

$$\Phi_r = -\frac{en_e r^2}{4\epsilon_0} \quad (1.1.12)$$

Für eine vollständige Potentialdepression $\Phi_A = -\Phi_r$ ergibt sich für die Ladungsträgerdichte

$$n_e = \frac{4\epsilon_0 \cdot \Phi_A}{er^2} \quad (1.1.13)$$

Um die numerisch und experimentell ermittelten Werte für die Elektronendichte mit den Ergebnissen aus Gleichung 1.1.13 zu vergleichen, wird die longitudinale Einschlusseffizienz κ_l eingeführt.

$$\kappa_l = \frac{\Phi_r}{\Phi_A} \quad (1.1.14)$$

1.1.3. Zusammenfassung

Die theoretischen Einschlussbedingungen für die transversale und die longitudinale Ebene können wegen der genannten Voraussetzungen nur Maximalwerte für die Elektronendichte ergeben [21,22]. Außerdem führt die fehlende Verknüpfung der Einschlussbedingungen in beiden Ebenen zu einer unvollständigen Beschreibung der Linsenfüllung. Trotzdem werden historisch bedingt die sich ergebenden maximalen Elektronendichten aus den Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13 für den Vergleich mit den experimentell oder numerisch bestimmten Elektronendichten verglichen. Die daraus resultierenden Einschlusseffizienzen κ_r und κ_l sind deshalb erheblich durch die unzureichende theoretische Beschreibung geprägt. Im nächsten Abschnitt soll nun ein numerisches Verfahren vorgestellt werden, bei dem unter Berücksichtigung der geometrischen Randbedingungen die Elektronendichte im Inneren der Linse selbstkonsistent für eine vorgegebene Verteilung der externen Felder bestimmt wird.

1.2. Numerische Simulation des Einschlusses eines nichtneutralen Plasmas

Da die theoretischen Einschlussbedingungen durch ihre Unvollständigkeit, insbesondere im Hinblick auf die realen Randbedingungen der äußeren Felder, eine genaue Interpretation der experimentellen Befunde erschwerten, wurde von J. Pozimski ein Computerprogramm entwickelt, dass die selbstkonsistente Dichteverteilung der Raumladung berechnet. Dabei wird im Gegensatz zu einem Particle-in-Cell-Algorithmus die Feld- und Dichteverteilung auf einem zweidimensionalen Gitter berechnet, ohne eine individuelle Teilchendynamik zu berücksichtigen. In Abbildung 1.2.1 ist der gesamte Ablauf der einzelnen Schritte der Simulation in einem Flussdiagramm dargestellt.

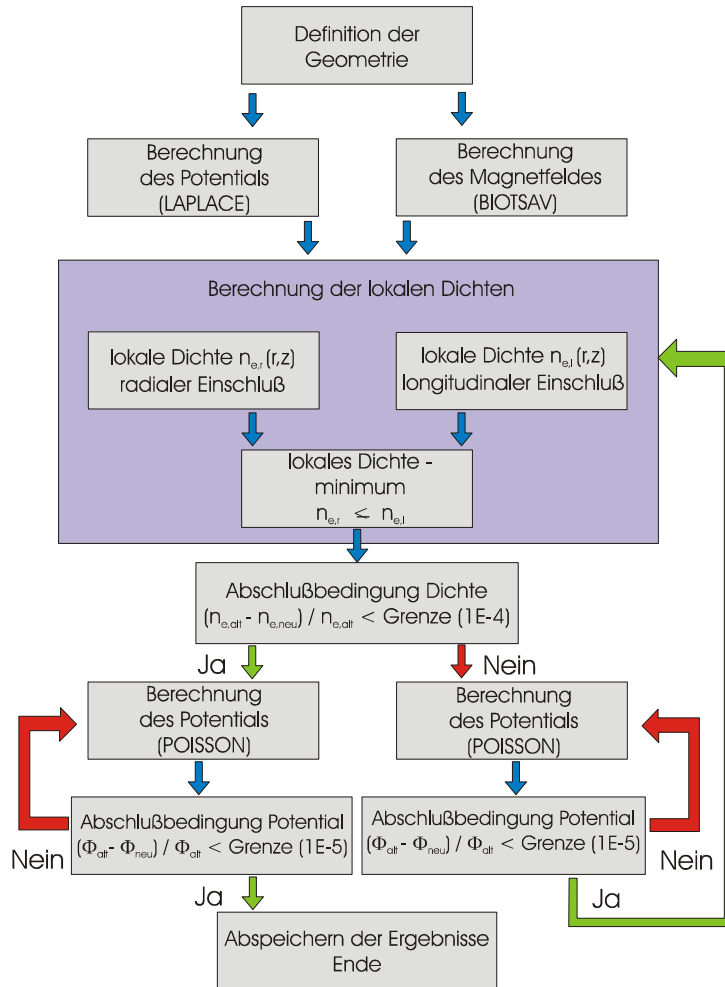


Abb. 1.2.1: Schematische Darstellung des iterativen Prozesses zur Simulation der selbstkonsistenten Verteilung der Raumladungswolke durch das Programm GABORM.

Die bestehende Architektur von GABORM wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch eine Verbesserung der Routine zur Berechnung der Elektronentemperatur unter Berücksichtigung der longitudinalen Ladungsträgerverluste, durch verbesserte Benutzeroberflächen sowie durch Schnittstellen, die einen direkten Vergleich einiger Linsenparameter mit experimentellen Daten ermöglichen, erweitert.

Zum Vergleich der durch das Computerprogramm bestimmten Resultate mit den theoretischen Vorhersagen wird die Einschlusseffizienz aus Gleichung 1.1.8 bzw. 1.1.14 verwendet und dabei das Verhältnis aus numerisch bestimmter Elektronendichte $n_{e,numerik}$ und dem durch die theoretische Beschreibung gegebenen Wert für die Ladungsträgerdichte $n_{e,theor}$ zur Charakterisierung der Einschlusseffizienz in radialer und longitudinaler Ebene

$$\kappa_r = \frac{n_{e,r,numerik}}{n_{e,r,theor}} \quad \text{sowie} \quad \kappa_l = \frac{n_{e,l,numerik}}{n_{e,l,theor}} \quad (1.2.1)$$

herangezogen. Während im vorherigen Abschnitt die Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13 für den Fall $\kappa = 1$ definiert wurden, werden die Einflüsse der durch die Software berücksichtigten Randbedingungen auf die maximale Elektronendichte durch das Verhältnis aus theoretischer und numerisch bestimmter Plasmadichte deutlich. Dies ermöglicht eine Optimierung der Linsengeometrie bezüglich der Einschlusseffizienz sowie eine Bestimmung der ionenoptischen Eigenschaften der Gabor-Linse mit Hilfe einer Software für Strahltransportrechnungen.

1.2.1. Gekoppelte radiale und longitudinale Einschlussbedingungen

Bei den numerischen Simulationen werden verschiedene Einschlussbedingungen durch eine Betragsänderung der äußeren Felder untersucht. Dadurch wird die Elektronendichte im Inneren der Gabor-Linse gemäß den Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13 variiert. Die sich dabei einstellende maximale Ladungsträgerdichte entspricht der Dichte, die durch das kleinere einschließende Feld realisierbar ist und wird lokales Dichteminimum genannt.

$$n_e(\Phi_A, B_z) \leq \text{Min}\{n_e(\Phi_A), n_e(B_z)\} \quad (1.2.2)$$

In Abbildung 1.2.2 ist die maximale Teilchendichte als Funktion der beiden äußeren Parameter, Anodenspannung Φ_A und magnetischer Feldstärke B_z dargestellt. Die numerische Simulation hierfür erfolgte unter idealisierten Bedingungen und unter Verwendung der Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13. Im linken Bildabschnitt bei hohen Spannungen und geringem magnetischen Fluss, ist die quadratische Abhängigkeit des radialen Einschlusses durch das Magnetfeld erkennbar, im Vordergrund ist, die lineare Abhängigkeit der Raumladungsdichte von der Anodenspannung augenscheinlich.

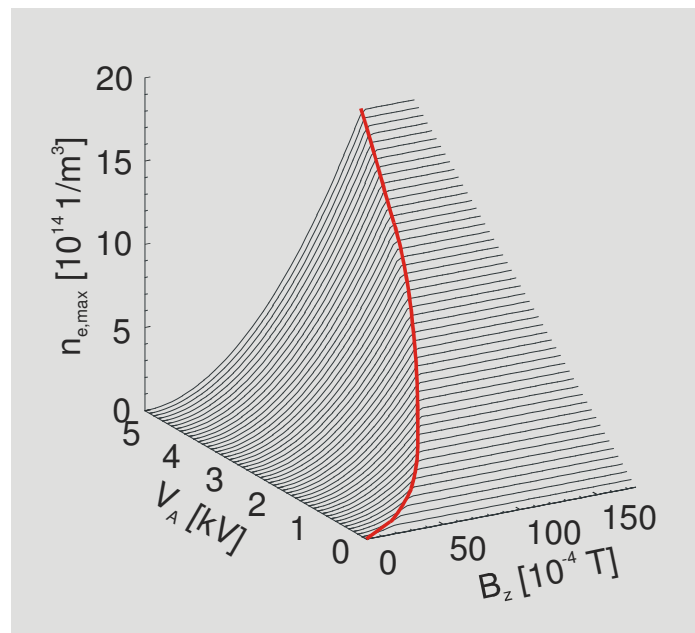


Abb. 1.2.2: Abhängigkeit der Raumladungsdichte von Anodenspannung und magnetischem Fluss unter Annahme einer idealisierten Geometrie.

Sind die Einschlussbedingungen in radialer und longitudinaler Ebene gleich, dies entspricht der roten Linie in Abbildung 1.2.2, lassen sich die Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13 zusammenfassen, so dass die Anodenspannung allein durch den magnetischen Fluss und den Radius der Anode r_A sowie die Elektronenmasse m_e gegeben ist.

$$\Phi_A = \frac{er_A^2 B_z^2}{8m_e} \quad (1.2.3)$$

Ungleiche Einschlussbedingungen wirken sich direkt auf die Einschlusseffizienz aus. Es können dabei zwei Fälle unterschieden werden

$$\kappa_r \leq \kappa_l \quad \forall B_z < \sqrt{\frac{8m_e \Phi_A}{er_A^2}}; \Phi_A = \text{konst.} \quad (1.2.4)$$

$$\kappa_l \leq \kappa_r \quad \forall \Phi_A < \frac{er_A^2 B_z^2}{8m_e}; B_z = \text{konst.} \quad (1.2.5)$$

Für die numerische und experimentelle Untersuchung der Einschlusseffizienz ist es deshalb wichtig, die äußeren Parameter der Linse so zu wählen, dass Gleichung 1.2.3 erfüllt ist. Die experimentellen Befunde lassen weiterhin darauf schließen, dass bei großen Abweichungen von dieser Bedingung Deformationen und Instabilitäten des eingeschlossenen NNP auftreten können.

1.2.2. Einfluss des äußeren elektrischen Feldes auf den radialen Elektroneneinschluss

Der in GABORM integrierte Laplace-Solver berechnet aus der vorgegebenen Geometrie der Gabor-Linse die Potential- und Feldverteilung im zylindrischen Elektrodensystem der Linse. In Abbildung 1.2.3 ist die Potentialverteilung in der transversalen Ebene dargestellt.

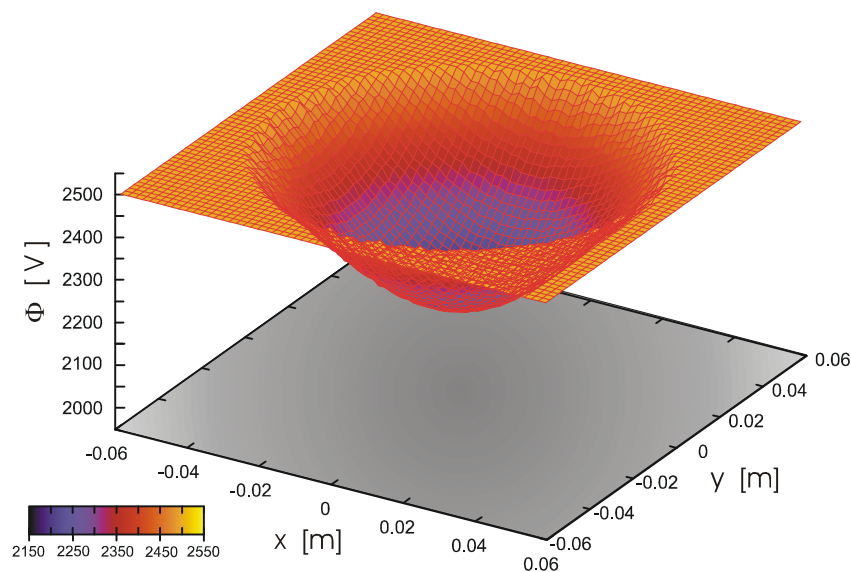


Abb. 1.2.3: Potentialverteilung $\Phi(x,y)$ in der transversalen Ebene in der Mitte der Linse

Der radiale Einschluss des NNP, der durch Gleichung 1.1.9 bestimmt wird, vernachlässigt das radiale elektrische Feld, das durch die Laplaceschen Randbedingungen gegeben ist. In den numerischen Simulationen wird der Einfluss des externen elektrischen Feldes durch

$$E_r \leq E_B - E_{Laplace} \quad (1.2.6)$$

berücksichtigt. Hierbei entspricht E_B dem maximalen Raumladungsfeld des NNP, das durch den magnetischen Einschluss realisierbar ist. In Abbildung 1.2.4 ist das durch den radialen magnetischen Einschluss erlaubte elektrische Raumladungsfeld E_B (A) dargestellt. Es zeigt die erwartete Zunahme des Feldes und damit potentiell auch der Raumladungsdichte zu den Wicklungen des Solenoiden hin. Beim Anlegen eines Potentials an die Anode (zentrale schwarze Fläche) gegenüber den Erdblenden (seitliche Flächen) (B), führen die zusätzlichen Felder der Laplaceschen Randbedingungen zu einer starken lokalen Änderung der Verteilung der zusätzlich erlaubten Felder. Im vorgestellten Beispiel ist der Bereich direkt zwischen den Erdblenden und der Anode nun ein Gebiet (siehe Markierung), in dem, im Gegensatz zum radialen Einschluss, keine zusätzlichen Felder, und damit Raumladung, erlaubt sind. In anderen Bereichen, z.B. im Feldschatten der Erdblenden, wird hingegen die erlaubte Raumladungsdichte sogar noch erhöht. Insbesondere der erste Effekt ist aber von erheblicher Bedeutung für den praktischen Betrieb einer solchen Raumladungslinse.

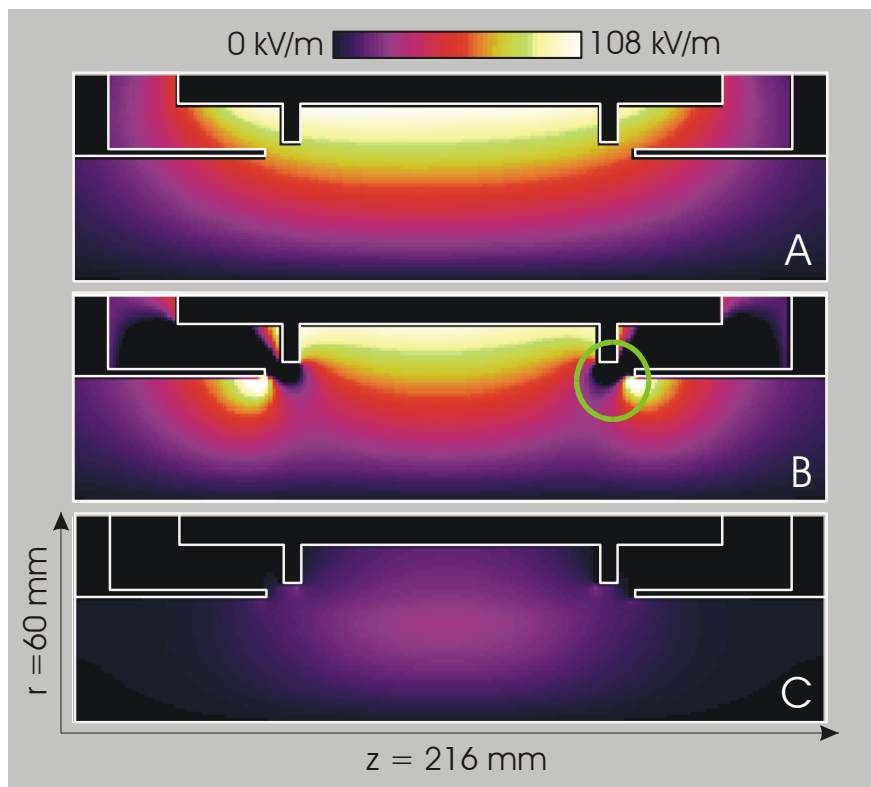


Abb. 1.2.4: Verteilung des elektrischen Feldes als Funktion von r und z , A) bezüglich des einschließenden magnetischen Feldes maximal erlaubtes Raumladungsfeld E_B , B) unter Berücksichtigung des äußeren elektrischen Feldes erlaubtes Raumladungsfeld $E_{Laplace}$, C) berechnetes Raumladungsfeld des eingeschlossenen NNP E_R

Das im Rahmen der Simulation von der Raumladung selbst erzeugte elektrische Feld ist im Graph C dargestellt. Insbesondere die hohen Felder bei großen Radien fehlen im Vergleich zu Graph B, die Raumladungswolke dehnt sich also nicht bis zur Anode aus. Auch die Zonen um

die Randblenden werden nicht gefüllt. Zur Verdeutlichung der Feldkonfiguration ist in Abbildung 1.2.5 das radiale Profil der elektrischen Felder in der Mitte der Linse dargestellt. Hierbei entspricht die blaue Linie der radialen Einschlussbedingung, mit der grünen Linie wird der Einfluss des äußeren Feldes wiedergegeben. Die rote Linie entspricht dann dem elektrischen Feld der berechneten Elektronendichteverteilung. In dem gewählten Beispiel ist das elektrische Feld in der Linse innerhalb eines Radius von 15 mm praktisch linear (Abweichung kleiner 5 %).

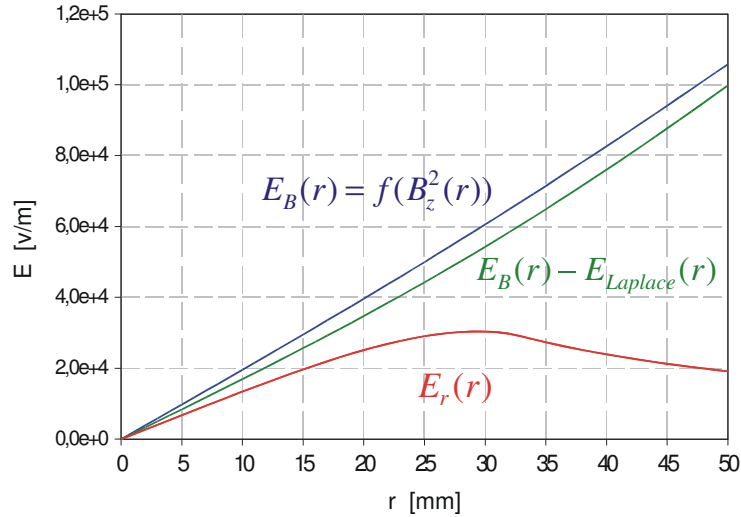


Abb. 1.2.5: Radiales elektrisches Feld als Funktion von r im Zentrum der Gabor-Linse

1.2.3 Einfluss der Elektrodengeometrie auf den Einschluss des NNP

In Abbildung 1.2.4 B des vorherigen Abschnitts wurde dargestellt, dass es innerhalb des Linsenvolumens Bereiche gibt, in denen keine Ladungsträger eingeschlossen werden können. Die in einer Gabor-Linse eingeschlossenen Elektronen haben einen Freiheitsgrad, nämlich longitudinal entlang einer Magnetfeldlinie. Schneidet eine entsprechende Feldlinie einen Bereich, in dem kein Einschluss der Elektronen möglich ist, stellt sie einen Verlustkanal dar. Daraus folgt, dass der Radius der Elektronenwolke durch die genannten Zonen an den Erdelektroden begrenzt ist. Der maximale Radius des eingeschlossenen NNP kann somit durch den Radius der longitudinal begrenzenden Erdelektroden approximiert werden. Welchen Einfluss hat nun der Radius der Erdelektroden auf die longitudinale Einschlusseffizienz κ_l ? Dazu wird angenommen, dass die Elektronendichte n_e , die durch das äußere Magnetfeld B_z bestimmt ist, konstant ist. Für den Fall, dass der Radius der Raumladungswolke R_p dem Anodenradius R_A entspricht, folgt aus (1.1.13), dass

$$\Phi_r(0) = \Phi_A - \Phi_r(R_p) = 0 \quad (1.2.7)$$

ist. Für den Fall $R_p < R_A$ ergibt die logarithmische Fortsetzung des Raumladungspotentials die Form

$$\Phi_r(R_A) = \Phi_r(R_p) \cdot \left[1 + 2 \ln \left(\frac{R_A}{R_p} \right) \right] \quad (1.2.8)$$

Am Anodenradius gilt dann $\Phi_r(R_A) = \Phi_A$ und es ergibt sich mit 1.2.7

$$\Phi_r(0) = \Phi_A - \Phi_r(R_A) \quad (1.2.9)$$

In Abbildung 1.2.6 ist das Potential der Ladungswolke als Funktion des Radius für verschiedene Verhältnisse von R_A zu R_p bzw. dem Radius der Erdelektroden dargestellt.

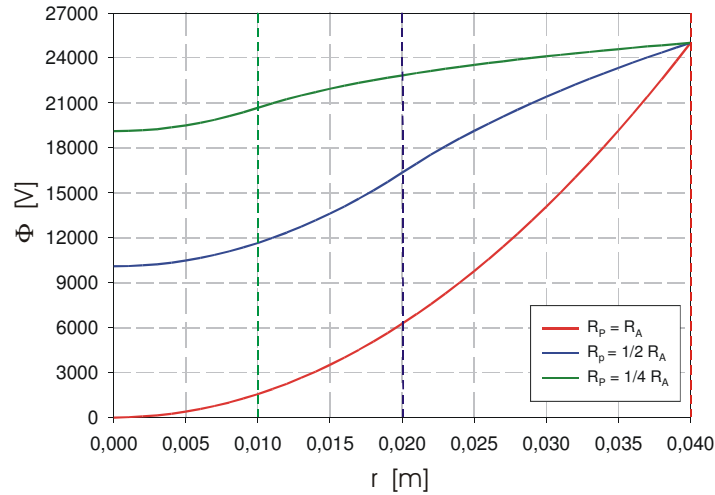


Abb. 1.2.6: Potential der Raumladungswolke als Funktion von r für verschiedene Verhältnisse von R_A zu R_p bei gleichem magnetischen Feld B_z

Die Elektronendichte ist für die dargestellten Funktionen gleich $n_e = 3,45 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und entspricht einem einschließenden magnetischen Feld von $B_z = 0,026 \text{ T}$. Für die longitudinale Einschlusseffizienz ergibt sich mit Gleichung 1.1.14 und 1.2.9

$$\kappa_l = \frac{\Phi_A - \Phi_r(R_A)}{\Phi_A} \quad (1.2.10)$$

Die Abhängigkeit der longitudinalen Einschlusseffizienz vom Verhältnis R_A / R_p bzw. dem Radius der Erdelektroden ist in Abbildung 1.2.7 dargestellt.

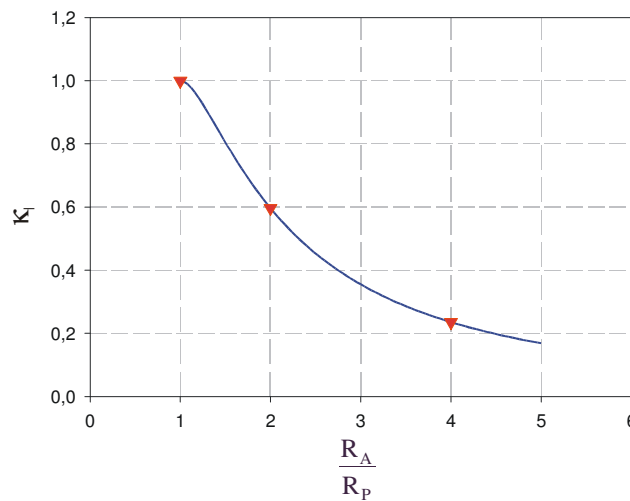


Abb. 1.2.7: Longitudinale Einschlusseffizienz als Funktion von R_A / R_p

Aus den Simulationsrechnungen zum Einschluss des NNP folgte, dass die in 1.0.1 und 1.0.3 vorgestellten Elektrodengeometrien bezüglich einer Maximierung der erreichbaren Elektronendichte am besten geeignet sind. Auf der anderen Seite muss jedoch wegen der Prävention gegen Hochspannungsüberschläge ein entsprechender Mindestabstand zwischen Erdelektrode und Anode eingehalten werden. Bei der kleinen Gabor-Linse beträgt das Verhältnis $R_A/R_p = 1,25$ und bei der Hochfeld-Gabor-Linse ist $R_A/R_p = 1,9$.

1.2.4 Longitudinale Elektronenverluste

Im Gegensatz zur theoretischen Beschreibung des longitudinalen Einschlusses des NNP ist die Temperatur des Ladungsträgerensembles nicht zu vernachlässigen. Zunächst wird dazu angenommen, dass sich die Elektronen entsprechend ihrer Gesamtenergie entlang einer Magnetfeldlinie frei bewegen. Wird longitudinal der Punkt erreicht, an dem ihre kinetische Energie vollständig in potentielle Energie umgewandelt wurde, pendeln sie in die Linse zurück. Ist die longitudinale kinetische Energie der Elektronen höher als die maximale Potentialdifferenz auf ihrem Weg, so entkommen die Ladungsträger aus der Linse. Durch die Möglichkeit der Wechselwirkung der Elektronen auf ihrem Weg, kann es zur Thermalisierung des Ensembles kommen, wenn die Aufenthaltsdauer der Elektronen τ_{auf} in der Gabor-Linse größer ist als die thermische Relaxationszeit τ_{relax} .

$$\frac{\tau_{auf}}{\tau_{relax}} > 1 \quad (1.2.11)$$

Wenn diese Ungleichung nicht erfüllt ist, können keine weiteren Aussagen über die Verteilungsfunktion der Elektronen getroffen werden, da sie von dem Potential am Entstehungsort der Elektronen und deren Anfangsgeschwindigkeit abhängig ist. Die thermische Relaxationszeit τ_{relax} gibt an, wie lange ein Testteilchenensemble der Temperatur T_T braucht, um in einer Ladungsträgerwolke der Temperatur T die Temperaturdifferenz auf den e-ten Teil abfallen zu lassen. Die dafür benötigte Zeit kann nach [23] durch

$$\tau_{relax} = \frac{\epsilon_0^2 \sqrt{18\pi^2 m_e}}{e^4} \cdot \frac{1}{\ln \Lambda} \cdot \frac{(k_b T_T + k_b T)^{3/2}}{n} \quad (1.2.12)$$

abgeschätzt werden, mit dem Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$, einer Plasmagröße, die zur Beschreibung des Verhältnisses von Plasmatemperatur zu Elektronendichte dient.

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{12\pi}{\sqrt{n_e}} \left[\frac{\epsilon_0 k_b T}{e^2} \right]^{3/2} \right) \quad (1.2.13)$$

Die Aufenthaltsdauer der Elektronen in der Gabor-Linse kann durch den Quotienten aus der Ladung innerhalb des Linsenvolumens und dem Strom aus diesem Volumen I_{loss} abgeschätzt werden.

$$\tau_{auf} = \frac{\int e n_e(r, z) dV}{I_{loss}} \quad (1.2.14)$$

Der longitudinale Verluststrom aus der Linse ist dabei das Integral über die Stromdichte $j_e(r)$

$$I_{loss} = 2\pi \int_0^{R_A} j_e(r) \cdot r dr \quad (1.2.15)$$

mit

$$j_e(r) = en_e(r, \Phi_r = 0) \cdot \bar{v} \quad (1.2.16)$$

und der einfachen Approximation dieser Gleichung

$$j_e(r) = en_e(r, \Phi_r = 0) \cdot e^{-\left(\frac{\Phi_{r,max}}{k_b T_e}\right)} \cdot \sqrt{\frac{ek_b T_e}{m_e}} \quad (1.2.17)$$

In Abbildung 1.2.8 ist der Verluststrom aus der Linse als Funktion der Plasmatemperatur des NNP dargestellt.

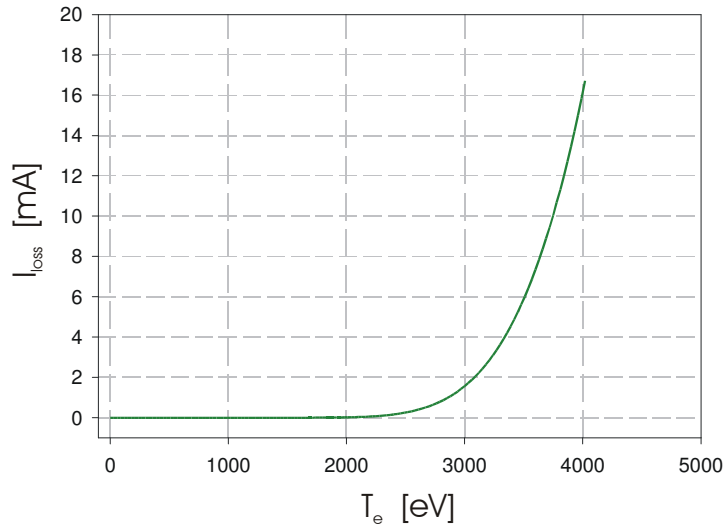


Abb. 1.2.8: Elektronenverluststrom aus der Gabor-Linse als Funktion der Plasmatemperatur für die HGL mit den Linsenparametern $\Phi_A = 25 \text{ kV}$ und $B_z = 0,048 \text{ T}$

Die in der Gabor-Linse eingeschlossenen Elektronen gehorchen bei vollständiger Thermalisierung der Boltzmann-Verteilung

$$n_e(z) = n_e(z = \Phi_{A,max}) \cdot e^{-\left(\frac{e\Delta\Phi_A(z)}{k_b T_e}\right)} \quad (1.2.18)$$

In Abbildung 1.2.9 ist die logarithmische Dichteverteilung für verschiedene Plasmatemperaturen dargestellt.

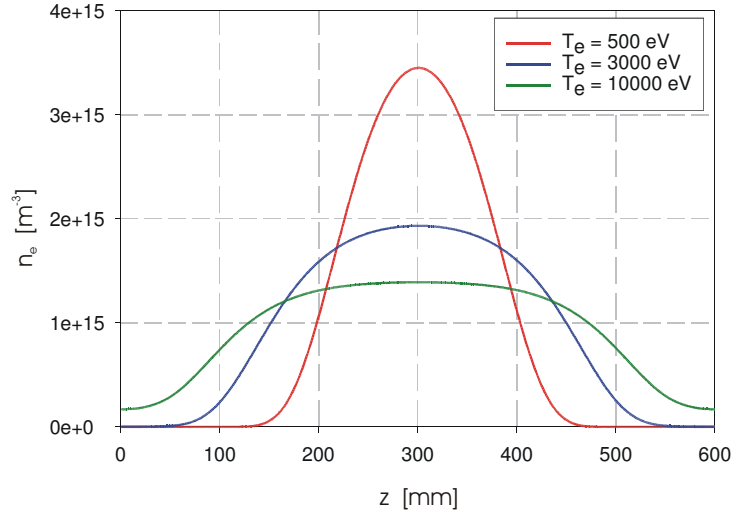


Abb. 1.2.9: Boltzmann-Verteilung der Linsenelektronen für verschiedene Plasmatemperatur für die HGL mit den Linsenparametern $\Phi_A = 25 \text{ kV}$ und $B_z = 0,048 \text{ T}$

Deutlich ist eine Reduktion der Elektronendichte im Linsenzentrum bei steigender Temperatur zu erkennen, die zu einer Verringerung der Einschlusseffizienz κ_1 führt.

1.2.5 Radiale Elektronenverluste

Die radialen Elektronenverluste sind bisher noch nicht in der numerischen Simulation des NNP-Einschlusses berücksichtigt, sollen aber trotzdem an dieser Stelle besprochen werden. Der radiale Verluststrom gliedert sich in drei Teilströme auf

$$I_{loss,r} = I_{loss,fill} + I_{loss,diff1} + I_{loss,diff2} \quad (1.2.19)$$

Hierbei ist $I_{loss,fill}$ der Verluststrom bei Überschreitung der klassischen radialen Einschlussbedingung nach Gleichung 1.1.9, bei der sich die Bahn der einzelnen Elektronen von einer geschlossenen Zyklode in eine Spiralbahn ändert. Die beiden anderen Verlustströme sind auf die durch Stöße mit anderen Elektronen verursachte Diffusion der Linsenelektronen über Feldlinien hinweg zurückzuführen [24]. $I_{loss,diff1}$ ist der Diffusionsstrom auf Grund eines Ladungsträgerdichtegradienten, der durch Verluste an der Oberfläche der NNP entsteht und zu einer radialen Drift führt. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist dabei proportional zum Dichtegradienten. Eine genaue analytische Beschreibung ist jedoch, wegen der dafür notwendigen Kenntnisse über die Verlustmechanismen am Rand des NNP, im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Der Verluststrom $I_{loss,diff2}$ ist das Resultat der in Abschnitt 1.1.1 erwähnten $E_r \times B_z$ -Drift. Bei der Zykloidenbewegung im Inneren der Gabor-Linse besitzt das Elektron im Punkt des größten Radius eine kinetische Energie, die größer ist als seine thermische Energie. Im Punkt des kleinsten Radius ist die kinetische Energie dagegen kleiner als die thermische Energie des Elektrons. Durch Wechselwirkung mit dem Elektronenensemble in der Linse kommt es dabei zu einem Energieaustausch durch Coulomb-Stöße. Im Mittel behält das Elektron dabei seine thermische Energie bei, durch den Energieübertrag wird jedoch das Zentrum der Zykloidenbewegung in Richtung des elektrischen Feldes, also zu größeren Radien hin, verschoben. Die Diffusionsgeschwindigkeit des Bewegungszentrums entspricht ω_e^- und damit der Lösung der Gleichung 1.1.6, welche die $E_r \times B_z$ -Rotation des NNP repräsentiert

$$v_{diff} = \eta_E \cdot \omega_e^- \cdot r \quad (1.2.20)$$

mit η_E als dem Wirkungsgrad des Energieaustausches während eines Zyklus. Da ω_e^- über Gleichungen 1.1.7 und 1.18 mit der Einschlusseffizienz verknüpft ist, ergibt sich für $\kappa_r \ll 1$

$$v_{diff} = \frac{E_r}{B_z} \quad (1.2.21)$$

und für die durch den radialen Einschluss maximal mögliche Elektronendichte mit $\kappa_r = 1$

$$v_{diff} = \frac{\Omega_e}{2} R_p \quad (1.2.22)$$

Der Verluststrom $I_{loss,diff2}$ ist deshalb direkt proportional zur Winkelgeschwindigkeit ω_e^- und somit auch proportional zur radialen Einschlusseffizienz κ_r .

$$I_{loss,diff2} = \frac{Q \cdot v_{diff}}{R_p} \quad (1.2.22)$$

In Abbildung 1.2.10 ist die Ladungsträgerdichte, die pro Sekunde radial verloren geht, als Funktion des einschließenden magnetischen Feldes für $\eta_E = 1$ dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist der Plot für den Fall, den Gleichung 1.2.21 repräsentiert, als Funktion des magnetischen Feldes B_z abgebildet. Die untere Darstellung entspricht Gleichung 1.2.22. Für die obere Grenze der Einschlusseffizienz (Abb. 1.2.10 unten) übersteigen die radialen Verluste die Produktion (s. Abschnitt 1.3.1) der Ladungsträger im Linsenvolumen, so dass ein Einschluss nicht mehr möglich scheint. Auf der anderen Seite können die gesamten Ladungsträgerverluste aus der Linse über die messtechnisch zugängliche Größe des Anodenstroms quantifiziert werden. Im Experiment wurde beim Betrieb der Linse ein Verluststrom von $I_{loss,exp} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ mA nicht überschritten. Das lässt den Schluss zu, dass der Wirkungsgrad für den Energieaustausch $\eta_E < 1$ ist, sich eine Einschlusseffizienz bezüglich des Gleichgewichtes zwischen Ladungsträgerproduktion und -verlust einstellt oder andere Prozesse dem radialen Ladungsträgerverlust entgegenwirken.

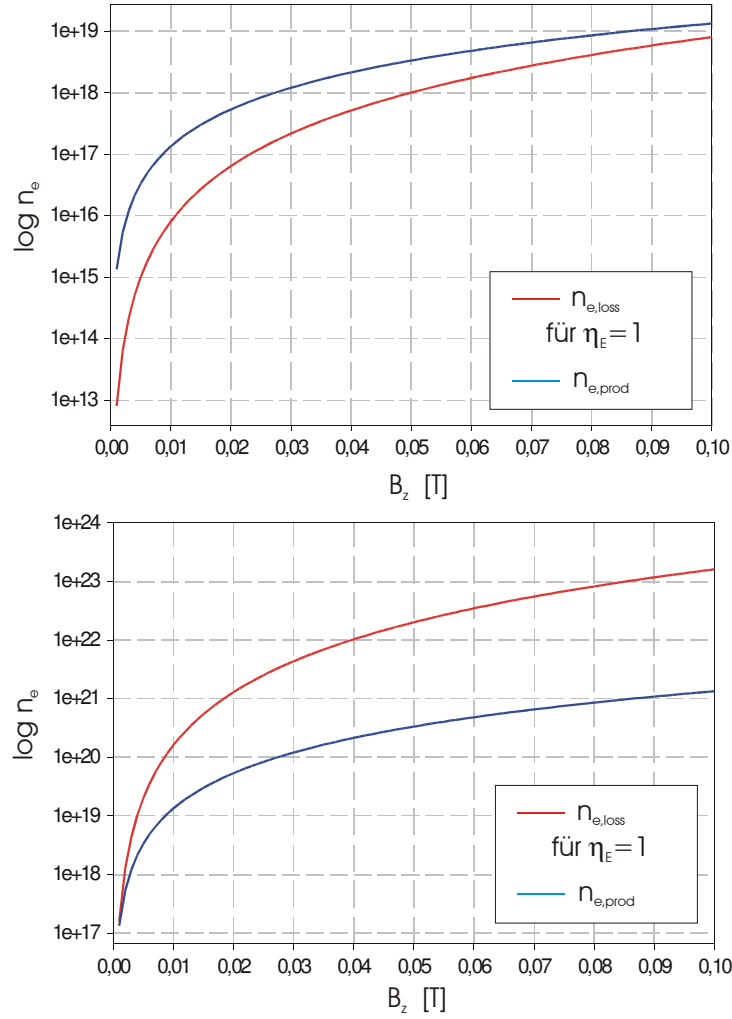


Abb. 1.2.10: Elektronendichte n_e , die pro Sekunde bezogen auf das Linsenvolumen verloren geht (rot) und produziert wird (blau), für eine geringe Einschlusseffizienz $\kappa_r \ll 1$ (oben) und für den maximalen Elektroneneinschluss $\kappa_r = 1$ (unten) als Funktion des Magnetfeldes B_z für $\eta_E = 1$

1.2.6 Zusammenfassung

Mit Hilfe der numerischen Simulation können der Einschluss des NNP sowie die ionenoptischen Eigenschaften einer Gabor-Linse untersucht werden. Durch das Programm GABORM ist es möglich, das Layout einer Raumladungslinse entsprechend der experimentellen Anforderungen festzulegen. Eine Ergänzung der Software durch Routinen zur detaillierten Beschreibung des NNP mündete in eine immer besser werdende Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentell gewonnenen Resultaten. Zugleich konnte ein Teil der beobachteten Zustände des in der Linse eingeschlossenen NNP durch die dargestellten numerisch berechenbaren Zustände erklärt werden. In Abbildung 1.2.11 ist der prinzipielle Verlauf dieser Prozesse für ein Volumenelement in der Linse dargestellt. Die von den Grenzbedingungen aufgespannte Fläche gibt die von der Gabor-Linse einnehmbaren lokalen Zustände wieder. Der von der Linse global eingenommene Zustand wird aus der Schnittmenge aller lokalen Zustände gebildet.

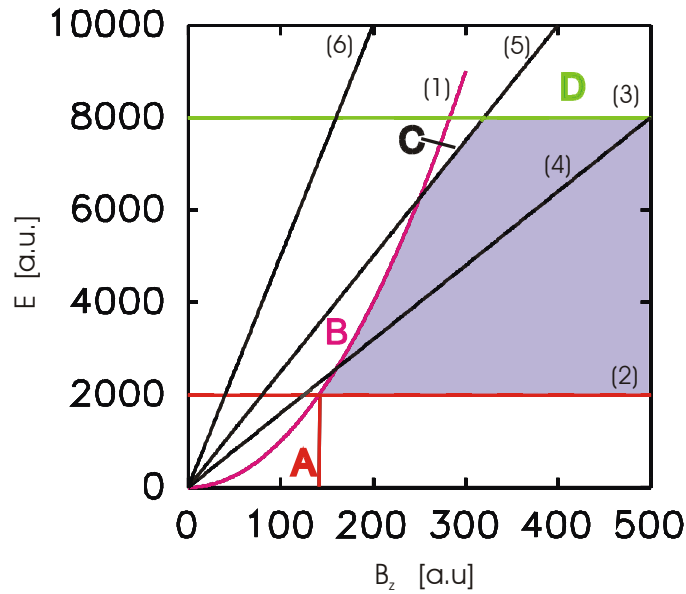


Abb. 1.2.11: Graphische Darstellung der Verlust- und Einschlussbedingungen für ein Volumenelement in der Gabor-Linse als Funktion des magnetischen und elektrischen Feldes

Dabei stellt (1) die Begrenzung des Einschlusses durch den Brillouin-Flow dar. Das elektrische Feld, das aus den Laplace'schen Randbedingungen resultiert, wird durch (2) repräsentiert, (3) ist das elektrische Feld in der Gabor-Linse mit eingeschlossenen Elektronen für eine longitudinal gefüllte Linse $\kappa_l = 1$. Die Graphen (4), (5) und (6) stellen Funktionen dar, bei denen die Elektronen konstante radiale Driftgeschwindigkeiten haben. Der Punkt A gibt das für die Gabor-Linse nötige Mindestmagnetfeld an, darunter werden keine Elektronen eingeschlossen. Bei B dominiert die klassische Einschlussbedingung, bei C die radiale Diffusion und im Bereich D ist die Linse longitudinal gefüllt.

1.3. Erzeugung und Untersuchung des Elektronenplasmas

Die im NNP stattfindenden Prozesse haben hauptsächlich Elektronenstöße als Ursache. Der inelastische Stoß eines Elektrons mit einem Restgasatom oder Restgasion führt zu dessen Anregung, wie in Abbildung 1.3.0 (a, b) dargestellt. Aus den angeregten Zuständen kehrt das Restgasatom oder Restgasion unter Abstrahlung eines Photons in den Grundzustand zurück. Das emittierte Licht enthält deshalb Informationen über die physikalischen Eigenschaften des Systems und kann zur Diagnose der Raumladungswolke detektiert werden. Für die Erzeugung der Linsenelektronen sind Ionisationsprozesse von Bedeutung (c). Bei all diesen Prozessen, die in Abbildung 1.3.0 dargestellt sind, ist zu beachten, dass auch die Umkehrprozesse entscheidend sein können. Ein angeregter Zustand eines Restgasatoms kann durch Elektronenstöße sowohl be- als auch entvölkert werden. Neben der Drei-Körper-Rekombination ist der dielektronische Einfang ein weiterer Umkehrprozess der Ionisation, der bevorzugt in heißen Plasmen niedriger Dichte auftritt [25]. Dabei wird ein freies Elektron in einen doppelt angeregten Zustand eingefangen (d), gleichzeitig wird ein zweites Elektron entsprechend angeregt (e).

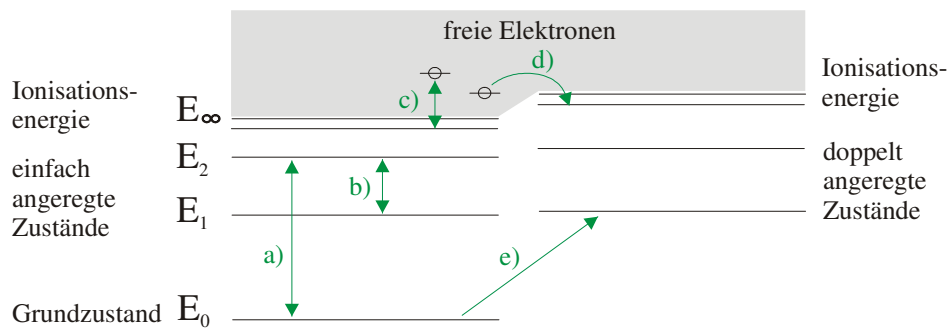


Abb. 1.3.0: Mögliche An- bzw. Abregungsprozesse im nichtneutralen Plasma mit Restgashintergrund.

1.3.1. Erzeugung der Linsenelektronen

Der ursprüngliche Vorschlag von Gabor sah eine Glühkathode zur Erzeugung der Linsenelektronen vor. Die emittierten Elektronen sollten durch eine spezielle Cusp-Anordnung des Magnetfeldes ins Innere der Linse gelangen. Bei den für die vorliegende Arbeit gebauten und verwendeten Gabor-Linsen werden die Elektronen des NNP im Linsenvolumen durch Ionisation des Restgases erzeugt. Werden die zum Einschluss benötigten externen Felder angelegt, ist die Linse zunächst leer. Durch kosmische Strahlung oder natürliche Radioaktivität werden einzelne im Linsenvolumen befindlichen Restgasatome (RGA) ionisiert.



Zusätzlich können Elektronenschauer durch die Wechselwirkung hochenergetischer γ -Quanten mit der Oberfläche der Anode erzeugt werden. Die Elektronen werden, abhängig von ihrer kinetischen Energie, im Inneren der Linse eingeschlossen und bewegen sich auf einer geschlossenen Zykloidenbahn, während sie longitudinal in der Potentialwanne pendeln. Auf ihrem Weg können sie weitere Restgasatome ionisieren, dadurch setzt eine starke Ladungsträgervielfachung ein.



Die Produktion der Linsenelektronen durch diesen Prozess ist von der mittleren kinetischen Energie der Ladungsträgerwolke abhängig. Als Beispiel ist in Abbildung 1.3.1 der totale Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Helium durch Elektronenstöße als Funktion der Elektronenenergie dargestellt [26]. Natürlich kann es in Abhängigkeit vom Restgas auch zu Mehrfachionisation kommen.

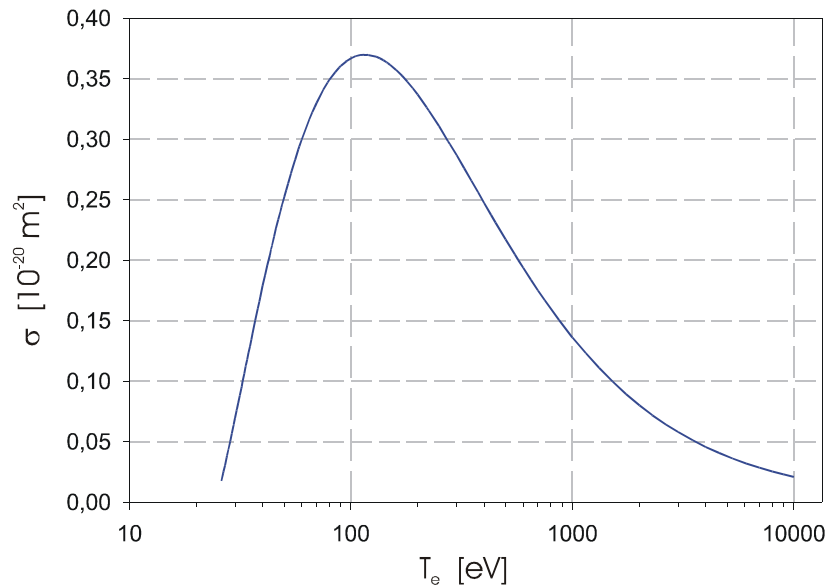
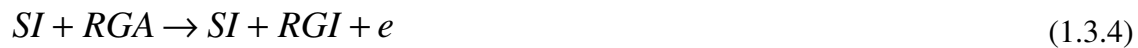


Abb. 1.3.1: Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Elektronenenergie für die Ionisation von Helium

Die im Linsenvolumen erzeugten Restgasionen (RGI) werden durch das elektrische Feld der Anode aus der Linse heraus beschleunigt. Auf ihrem Weg können sie mit weiteren Restgasatomen in Wechselwirkung treten und diese ionisieren. Auch bei dieser Reaktion kann es in Abhängigkeit vom Restgas zu Mehrfachionisation kommen.



Neben den genannten Prozessen kommt es beim Einsatz der Linse zur Fokussierung von Ionenstrahlen zu weiteren Mechanismen, die für die Erzeugung der Linsenelektronen relevant sind. Die Ionisation des Restgases durch die Strahlionen führt ebenfalls zur Erzeugung von freien Elektronen, die in der Gabor – Linse eingeschlossen werden können.



Insbesondere ermöglicht aber auch die longitudinale Beweglichkeit der Elektronen im Strahlpotential bei DC – Strahlen eine Linsenfüllung durch Kompensationselektronen. Erste Hinweise darauf fanden sich bei der Untersuchung des Kompensationsgrades eines He⁺-Strahles als Funktion der gewählten Linsenparameter [27,28]. Aus den oben genannten Prozessen und den entsprechenden Wirkungsquerschnitten lässt sich abschätzen, wie viel Zeit vergeht, bis die Linse vollständig mit Ladungsträgern gefüllt ist. Als Beispiel wurde angenommen, dass an der HGL ein Anodenpotential von U_A = 25 kV anliegt und das

einschließende magnetische Feld auf der Linsenachse $B_z = 0,046$ T beträgt. In Abbildung 1.3.2 sind für die Reaktionsgleichungen (1.3.2), (1.3.3) und (1.3.4) die erzeugte Elektronendichte als Funktion der Zeit bei einem Restgasdruck von $p = 2 \cdot 10^{-7}$ hPa dargestellt. Bei der angenommenen Restgasspezies handelt es sich um Helium, und der Ionenstrahl besteht aus einfach positiv geladenen Heliumionen.

Prozess	σ_{ww}	Energie
$e^- + \text{RGA} \rightarrow \text{RGI} + 2e^-$	$3,8 \text{ E-}21 \text{ m}^2$	$e^- U = 100 \text{ eV}$
$\text{RGI} + \text{RGA} \rightarrow 2\text{RGI} + e^-$	$2 \text{ E-}21 \text{ m}^2$	$\text{He}^- U = 3 \text{ keV}$
$\text{SI} + \text{RGA} \rightarrow \text{SI} + \text{RGI} + e^-$	$8 \text{ E-}21 \text{ m}^2$	$\text{He}^+ U = 10 \text{ keV}$

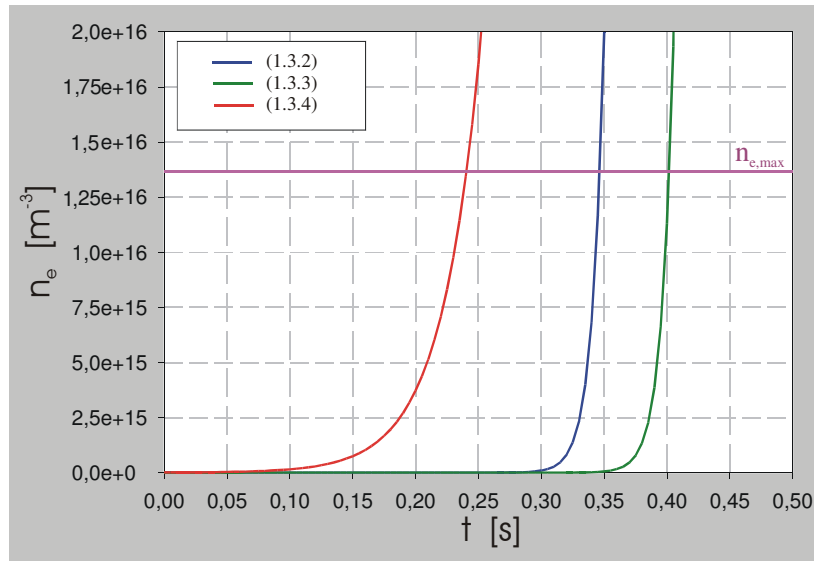


Abb. 1.3.2: Erzeugte Ladungsträgerdichte n_e als Funktion der Zeit für die Prozesse (1.3.2), (1.3.3) und (1.3.4)

Die Füllzeit der Gabor-Linse beträgt ohne den Einfluss des Ionenstrahles und unter Voraussetzung einer vollständigen Linsenfüllung etwa 350 ms.

1.3.2. Korrelation zwischen Restgasleuchten und Plasmadichte

Bei der Wechselwirkung der Linsenelektronen mit dem Restgas kommt es neben der Ionisation vor allem auch zur Anregung der Restgasatome. Die örtliche Verteilung des Restgasleuchtens lässt Rückschlüsse auf die Vorgänge in der Gabor-Linse zu und ermöglicht eine Evaluation der numerischen Simulationen [29]. Allerdings ist dabei zu beachten, dass die Leuchtanregung des Restgases nicht ausschließlich von der Elektronendichte abhängt. Neben den inelastischen Stößen der Elektronen mit den als homogen verteilt angenommenen Restgasatomen können auch die nichthomogen verteilten Restgasionen, die longitudinal aus der Linse heraus beschleunigt werden, zum Restgasleuchten beitragen. Außerdem hat die mittlere kinetische Energie der Elektronen einen wesentlichen Einfluss auf die detektierte Leuchtdichteintensität. Zu einer Beurteilung der Funktionsweise der für die Strahltransportexperimente konstruierten Gabor-Linsen wurden Messungen der Leuchtdichteintensitäten mit den numerischen Simulationen der eingeschlossenen Elektronendichte verglichen. In Abbildung 1.3.3 ist der Versuchsaufbau zur Bestimmung der Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens schematisch dargestellt.

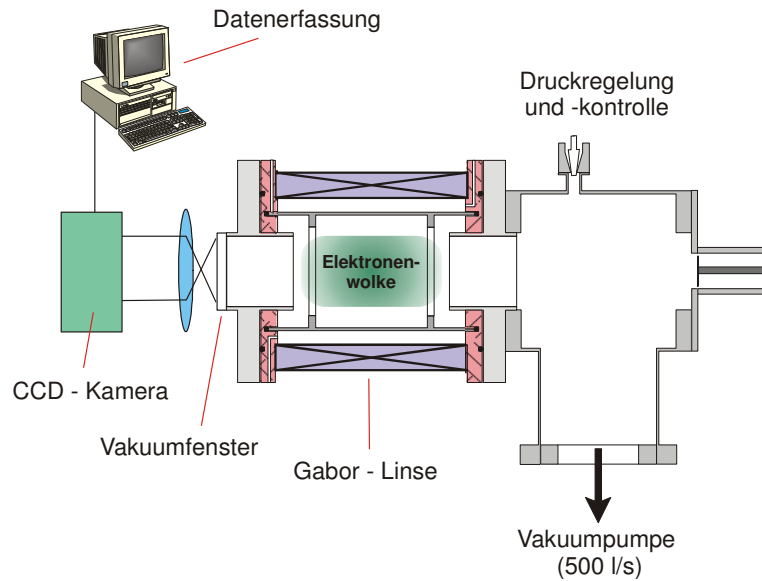


Abb. 1.3.3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Untersuchung der Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens

Für eine Variation des Restgasdruckes ist neben einer Turbomolekularpumpe eine Druckmessung sowie eine Druckregelung an der Linse installiert. Durch ein Vakuumfenster kann die radiale Intensitätsverteilung des Restgasleuchtens mit einer CCD-Kamera detektiert werden. Bei den Messungen wurde der Restgasdruck konstant auf $p = 5 \cdot 10^{-5}$ hPa eingestellt, wobei Helium als Restgas verwendet wurde. Zuerst wurde bei einem konstanten Magnetfeld B_z das Anodenpotential variiert.

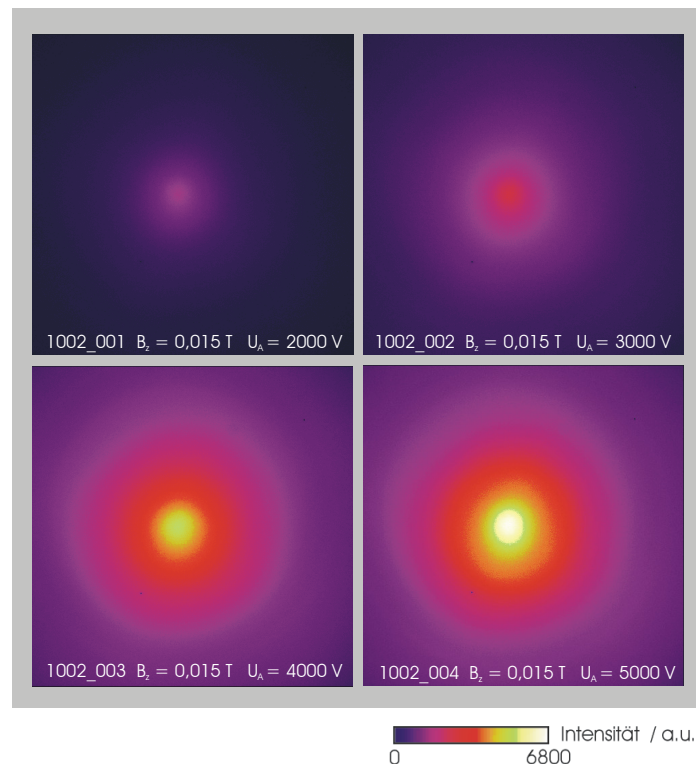


Abb. 1.3.4: Gemessene Leuchtdichteverteilung als Funktion des Anodenpotentials für ein konstantes magnetisches Feld.

In Abbildung 1.3.4 sind die detektierten Leuchtdichten exemplarisch für eine derartige Messreihe dargestellt. Der verwendete CCD-Kamerachip hat eine Auflösung von 512 x 512 Pixel, der Skalierungsfaktor betrug bei diesen Messungen 6,4 Pixel/mm. An den in Abbildung 1.3.4 gezeigten Messergebnissen kann eine Zunahme der Leuchtdichte mit steigendem Anodenpotential erkannt werden. Die Intensitätsüberhöhung im Zentrum der CCD-Kamerabilder resultiert aus dem Anwachsen des Restgasionenstromes aus der Linse heraus.

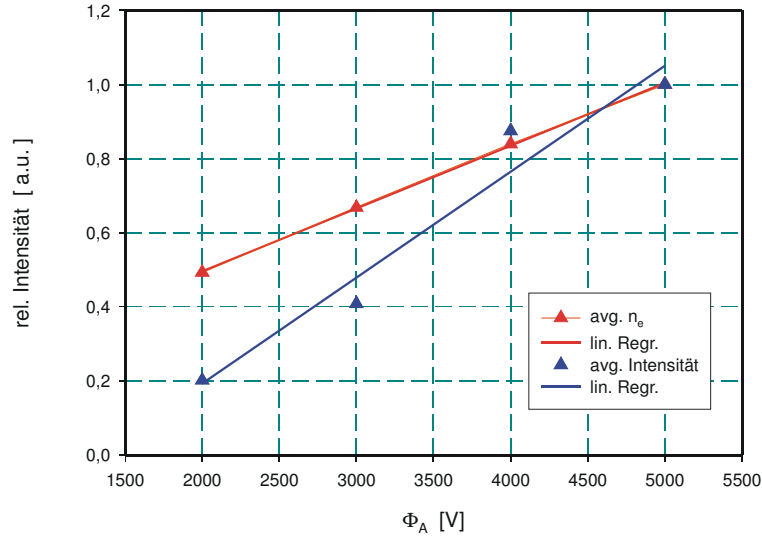


Abb. 1.3.5: Darstellung der auf 1 normierten numerisch bestimmten mittleren Elektronendichte (rot) und der experimentell bestimmten mittleren Leuchtdichte (blau) als Funktion des Anodenpotentials.

In Abbildung 1.3.5 ist die mittlere Leuchtdichte als Funktion der Anodenspannung für die in Abbildung 1.3.4 präsentierten Messungen zusammen mit der durch die numerische Simulation gewonnenen mittleren Elektronendichte dargestellt. Neben der Elektronendichte zeigt auch die Leuchtdichte einen annähernd linearen Anstieg bezüglich des Anodenpotentials. In

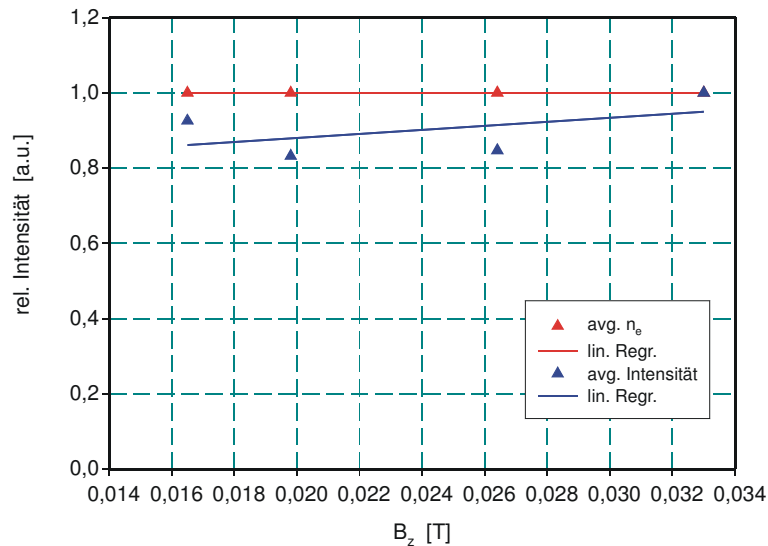


Abb. 1.3.6: Darstellung der auf 1 normierten numerisch bestimmten mittleren Elektronendichte (rot) und der experimentell bestimmten mittleren Leuchtdichte (blau) als Funktion des magnetischen Feldes bei einem Anodenpotential von $\Phi_A = 5$ kV

Abbildung 1.3.6 ist die mittlere Leuchtdichte und die numerisch bestimmte mittlere Elektronendichte bei einem konstanten Anodenpotential von $\Phi_A = 5$ kV als Funktion des

Magnetfeldes dargestellt. Die Funktionen sind über den gezeigten Messbereich annähernd konstant. Aus den Bedingungen 1.2.4 und 1.2.5, die sich aus Gleichung 1.2.3 ergeben, folgt, dass der radiale Einschluss sehr viel stärker ist, als der longitudinale Einschluss und deshalb die eingeschlossene Elektronendichte durch das Potential bestimmt ist. In Abbildung 1.3.7 ist rechts die mittlere Leuchtdichte als Funktion der Linsenparameter dargestellt. Sie folgt im wesentlichen dem Verlauf der mittleren Elektronendichte auf der linken Seite der Abbildung. Beide Funktionen steigen annähernd linear mit dem Anodenpotential und sind für $\Phi_A > 2500$ V konstant bezüglich des magnetischen Feldes. Dadurch kann auf einen unmittelbaren Zusammenhang zwischen Leuchtdichte und Dichte der eingeschlossenen Elektronen geschlossen werden. Der Anstieg der mittleren Leuchtdichte mit zunehmender Magnetfeldstärke bei kleinen Potentials kann nicht auf eine Änderung der eingeschlossenen Elektronendichte zurück geführt werden.

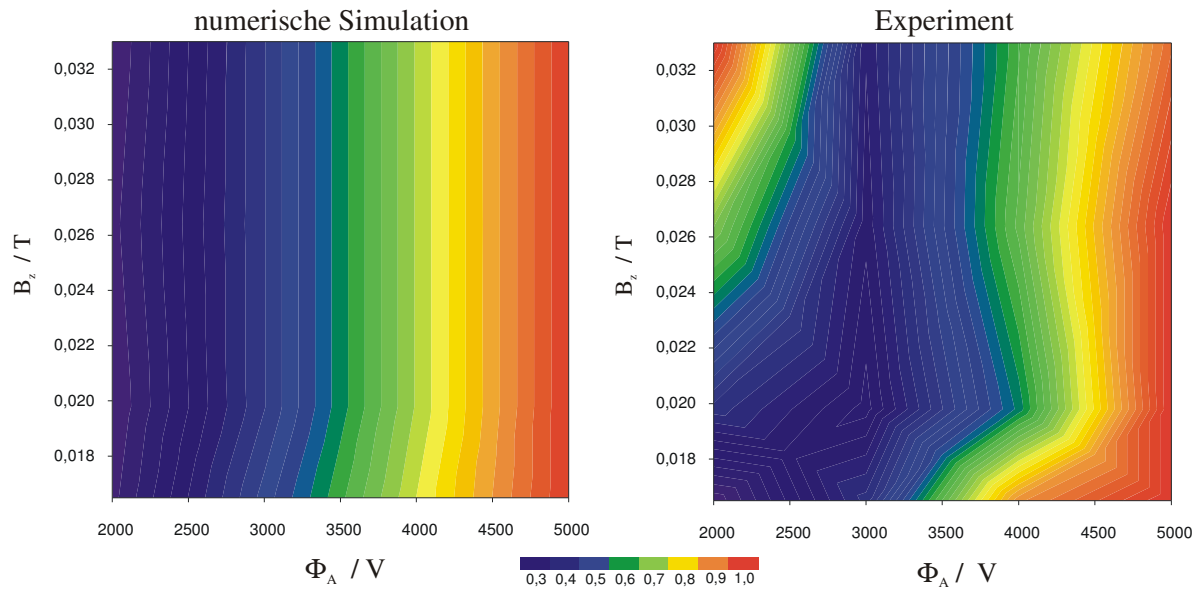


Abb. 1.3.7: Darstellung der auf 1 normierten mittleren Elektronendichte (links) und der mittleren Leuchtdichte (rechts) als Funktion des Anodenpotentials und des Magnetfelds

In Anbetracht der unterschiedlichen Parameter, die in die Leuchtdichte-Verteilung eingehen, kann jedoch eine Bestimmung der absoluten Elektronendichte nicht erfolgen. Die Funktion der beiden kleinen Gabor-Linsen, die für die Strahltransportexperimente konstruiert wurden, konnte jedoch durch diese Experimente bestätigt werden. Ein erwähnenswerter Punkt ist die Untersuchung der Leuchtdichteverteilung als Funktion der äußeren Linsenparameter. Dabei wurden die radialen Leuchtdichteprofile vom Schwerpunkt der Verteilung r_0 bis zum Rand der Elektronenwolke R_p für verschiedene Winkel α des Radiusvektors integriert. In Abbildung 1.3.8 sind oben zwei exemplarische Messungen der Leuchtdichte dargestellt und darunter die normierten Integrale der Leuchtdichteprofile als Funktion des Winkels α . Eine mögliche Ursache für die beobachtete Unsymmetrie in der Leuchtdichteverteilung könnten Instabilitäten des nichtneutralen Plasmas sein, die für Linsenparameter weit jenseits der Arbeitsfunktion der Gabor-Linse auch schon beim Ionenstrahltransport detektiert wurden. Eine genaue Analyse des Phänomens könnte durch zeitaufgelöste Messungen der Leuchtdichteverteilung erfolgen, die mit numerischen Berechnungen der Einzelteilchenbewegungen in einem NNP unter den entsprechenden Einschlussbedingungen verglichen werden könnten [30].

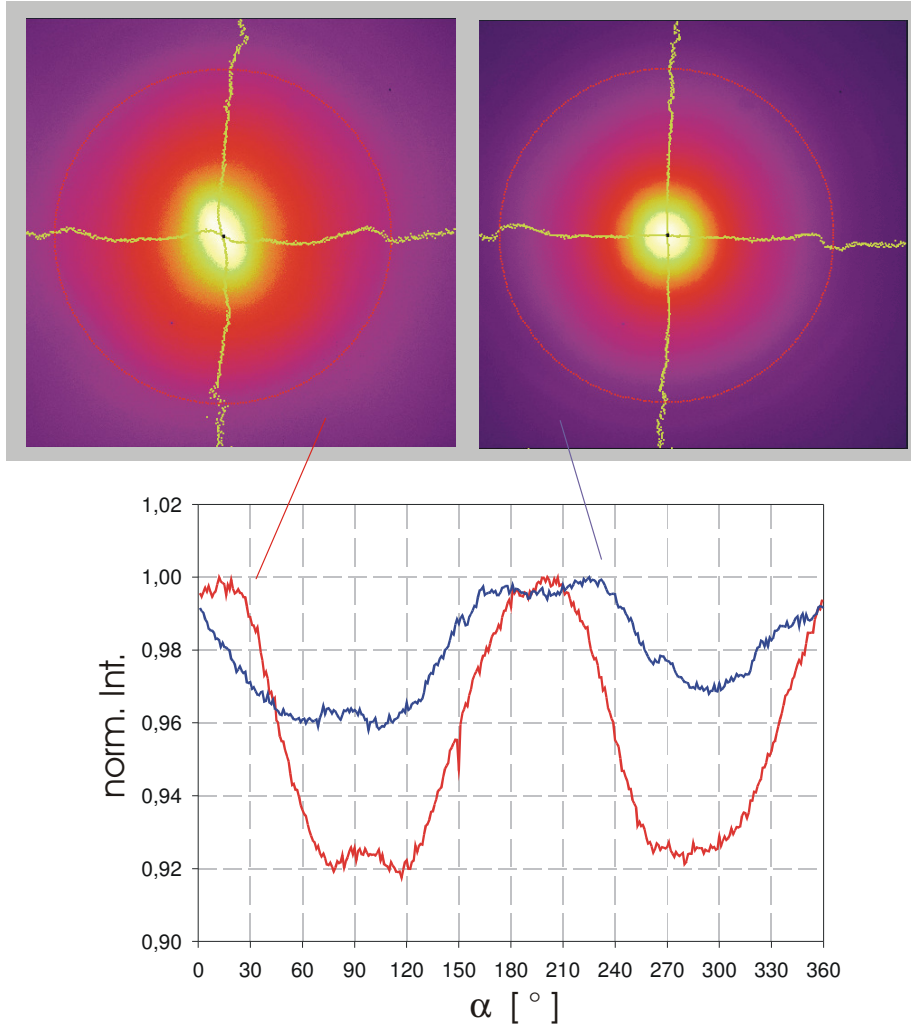


Abb. 1.3.8: Exemplarische Messungen der Leuchtdichte für verschiedene Linsenparameter (oben), Integrierte Leuchtdichteprofile $r_0 < r < R_p$ als Funktion des Winkels des Radiusvektors α

1.3.3. Spektroskopische Bestimmung der Plasmatemperatur

Wenn sich ein System im thermodynamischen Gleichgewicht (TE) befindet, werden alle Verteilungsfunktionen durch eine einzige Zustandsgröße, die Temperatur, beschrieben. Umgekehrt lässt sich aus der emittierten Strahlung z.B. die Temperatur eines Plasmas bestimmen. Verschiedene Mechanismen, meistens Verlustprozesse, können dazu führen, dass sich kein vollständiges TE einstellt. Um trotzdem Aussagen über den Zustand des zu untersuchenden Plasmas zu gewinnen, wird das lokale thermische Gleichgewicht (LTE) eingeführt. Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m_e}{2k_B T_e} \right) e^{-\frac{mv^2}{2k_B T_e}} \quad (1.3.5)$$

und die Boltzmannverteilung der Besetzungsdichten der angeregten atomaren Zustände

$$\frac{n_j}{n} = \frac{g_j}{U(T_e)} e^{-\frac{E_j}{k_B T_e}} \quad (1.3.6)$$

werden dabei möglicherweise orts- und zeitabhängig. Hier bedeuten n_j die Teilchenzahldichte im j -ten angeregten Zustand, g_j das statistische Gewicht des angeregten Zustandes und E_j die Anregungsenergie des j -ten angeregten Zustandes. Für die Zustandssumme $U(T_e)$ gilt:

$$U(T_e) = \sum_j g_j e^{-\frac{E_j}{k_B T_e}} \quad (1.3.7)$$

Die Plancksche Strahlungsformel

$$L(T_e, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{(hc)/(\lambda k_B T_e)} - 1} \quad (1.3.8)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , der Wellenlänge der emittierten Strahlung λ und der Lichtgeschwindigkeit c zur Berechnung der spektralen Strahldichte $L(T_e, \lambda)$ hat nur noch eingeschränkte Gültigkeit. Voraussetzung für das LTE ist die uneingeschränkte Gültigkeit der Saha-Eggert-Gleichung. Die Plausibilitätsprüfung des LTE erfolgt in Anlehnung an Griem [31] durch die Abschätzung der Relaxationszeit des NNP. Die in Abschnitt 1.2.4 vorgestellte Methode liefert streng genommen eine Abschätzung der Relaxationszeit in einem quasineutralen Plasma. Die Thermalisierung der eingeschlossenen Elektronenwolke erfolgt über die Coulomb-Wechselwirkung, deshalb lässt sich als obere Grenze für die Relaxationszeit in einem NNP der Kehrwert aus der Plasmafrequenz (1.1.4) annehmen. Die Elektronendichte in der HGL beträgt $n_e = 2,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ bei einem angelegten Magnetfeld von $B_z = 0,046 \text{ T}$ und einem Anodenpotential von $\Phi_A = 25 \text{ kV}$. Daraus ergibt sich für die Relaxationszeit $\tau_{\text{relax}} = 0,35 \text{ ns}$. Die Aufenthaltsdauer der Elektronen im Linsenvolumen liegt mit (1.2.14) bei etwa $\tau_{\text{auf}} = 0,016 \text{ s}$ und ist somit deutlich größer als die Zeit, die das NNP zur Thermalisierung benötigt. Die zweite Bedingung zur Rechtfertigung der Annahme des LTE garantiert eine Bevölkung aller angeregten atomaren Zustände gemäß der Gleichung (1.3.6)

$$n_e \geq 9 \cdot 10^{23} \left(\frac{E_2}{E_H} \right)^3 \sqrt{\frac{k_B T_e}{E_H}} \quad (1.3.9)$$

mit der Anregungsenergie des ersten angeregten atomaren Zustands E_2 ($n=2$) und der Ionisationsenergie des Wasserstoffs E_H . Für die oben angegebenen Linsenparameter und Argon als Restgas gilt für die Plasmatemperatur $T_e \geq 1745 \text{ eV}$. Unter der Annahme eines optisch dünnen und homogenen Plasmas der Länge l und der Rechtfertigung des LTE gibt Griem [32] als spektral integrierte Intensität an:

$$I_{nm} = \int_{\text{Linie}} i_{nm}(\omega) d\omega = \frac{l \hbar \omega_m}{4\pi} A_{nm} N_m = \frac{l \hbar c}{\lambda_m} A_{nm} N_m \quad (1.3.10)$$

mit der Emissionsfrequenz bzw. -wellenlänge der beiden Linien ω_m und λ_m . Mit der Linienintensität aus (1.3.10) und der Boltzmannverteilung (1.3.6) gilt für das Intensitätsverhältnis zweier Emissionslinien:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} e^{-\frac{E_1 - E_2}{k_B T_e}} \quad (1.3.11)$$

mit den Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Linien A , den statistischen Gewichten der oberen Niveaus der Linien g , den Wellenlängen der Linien λ und den entsprechenden Anregungsenergien E . Nach Umformung dieser Gleichung kann die Plasmatemperatur aus den gemessenen Wellenlängen und Linienintensitäten bestimmt werden.

$$T_e = \frac{\Delta E_{12}}{\ln \left(\frac{A_2 g_2 \lambda_1 I_1}{A_1 g_1 \lambda_2 I_2} \right)} \quad (1.3.12)$$

Gleichung 1.3.12 ist bereits beim Vorliegen eines partiellen thermodynamischen Gleichgewichts (PLTE) erfüllt, bei dem es genügt, dass sich die beiden oberen Niveaus der atomaren Anregung im LTE befinden. Allerdings ist der Fehler bei dieser Methode der Temperaturbestimmung hoch, was aus folgendem Differential folgt:

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{k_B T_e}{E_1 - E_2} \frac{\Delta(I_1 / I_2)}{I_1 / I_2} \quad (1.3.13)$$

Aus dieser Relation folgt, dass der relative Fehler mit größeren ΔE_{12} und kleinerer Plasmatemperatur kleiner wird. Die experimentelle Bestimmung der Plasmatemperatur des NNP in einer Gabor-Linse ist prinzipiell mit großen methodischen Schwierigkeiten verbunden. Zuerst muss festgestellt werden, dass sich das NNP nur bedingt im LTE befindet. Die im Linsenvolumen erzeugten Ionen werden durch das Anodenpotential aus der Linse heraus beschleunigt, so dass ihre Aufenthaltsdauer zu kurz ist, um höhere Ladungszustände der Ionen zu erzeugen. Dazu kommt die Verletzung des LTE durch das Fehlen der Rekombinationsprozesse wie Drei-Körper-Rekombination und dielektronischer Einfang. Zusätzlich führt der Ionenstrom aus der Linse zu einem ständigen Energieabfluss aus dem NNP. Die Verletzung des LTE könnte teilweise durch Bilanzierung der Gleichgewichtszustände mit Hilfe der Coronagleichung, die extrem heiße und dünne Plasmen charakterisiert [33], anstatt mit der Egger-Saha-Gleichung ausgeglichen werden. Detaillierte Untersuchungen dazu können im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt werden. Ein weiterer nicht zu vernachlässigender Aspekt ist, dass die Temperatur nur bei einem idealen Gas, das sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, proportional zur mittleren kinetischen Energie der Partikel ist. In der Gabor-Linse wird aber die kinetische Energie der Elektronen durch die äußeren Felder bestimmt und kann deshalb auch verschiedene Beträge in transversaler und longitudinaler Richtung annehmen. In diesem Fall ist der Temperaturbegriff als Systemeigenschaft nicht mehr zulässig, denn es kann bei der Temperaturbestimmung durch optische Spektroskopie nicht zwischen transversaler und longitudinaler Temperatur unterschieden werden. Trotzdem wurde der Versuch unternommen, aus den optischen Spektren des Restgasleuchtens die mittlere kinetische Energie der Linsenelektronen abzuleiten. Die schematische Darstellung und ein Foto des Versuchsaufbaues zur Messung der optischen Spektren sind in Abbildung 1.3.9 gezeigt. Die

CCD-Kamera wurde an einen Monochromator montiert, in dem drei verschiedene Gitter mit Auflösungen von 100, 300 und 1800 Gr/mm als dispergierendes Medium zur Auswahl stehen. Vor Beginn der Messungen wurde jedes der Gitter des Monochromators mit einem He-Ne-Laser kalibriert.

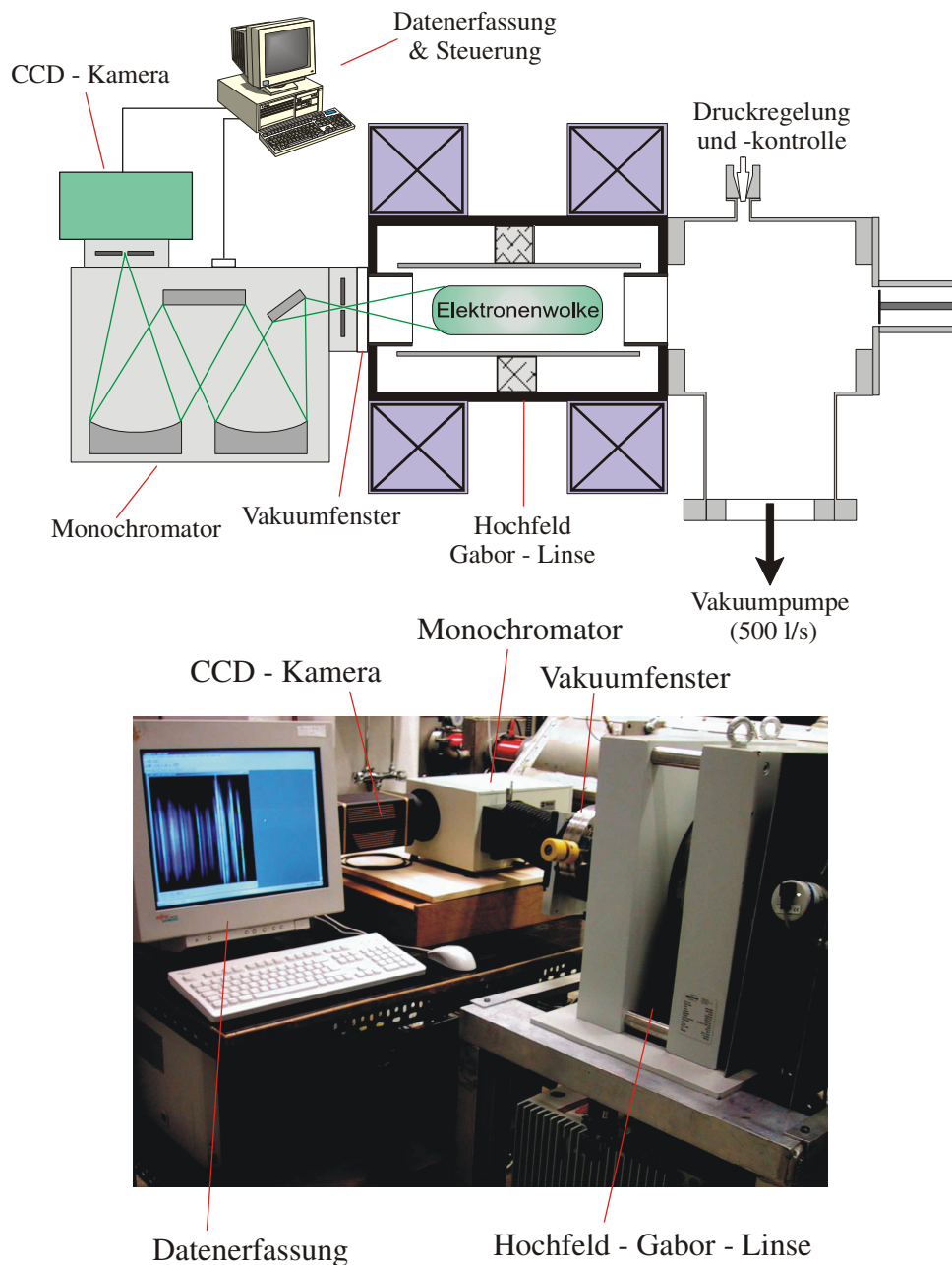


Abb. 1.3.9: Schematische Darstellung und Foto des Versuchsaufbaus für die optische Spektroskopie des Restgasleuchtens in der HGL

In Abbildung 1.3.10 ist ein gemessenes Spektrum des Restgasleuchtens in der HGL bei einem Restgasdruck von $p = 1 \cdot 10^{-5}$ hPa mit Argon als Restgas dargestellt. Das magnetische Feld betrug $B_z = 0,026$ T und das Anodenpotential hatte den Wert $\Phi_A = 24$ kV. Die linke Seite der Abbildung zeigt das aufgenommene CCD-Kamerabild, während auf der rechten Seite die über x integrierte Intensität als Funktion der Wellenlänge dargestellt ist, die durch die spektrale Empfindlichkeit des Messaufbaus normiert wurde.

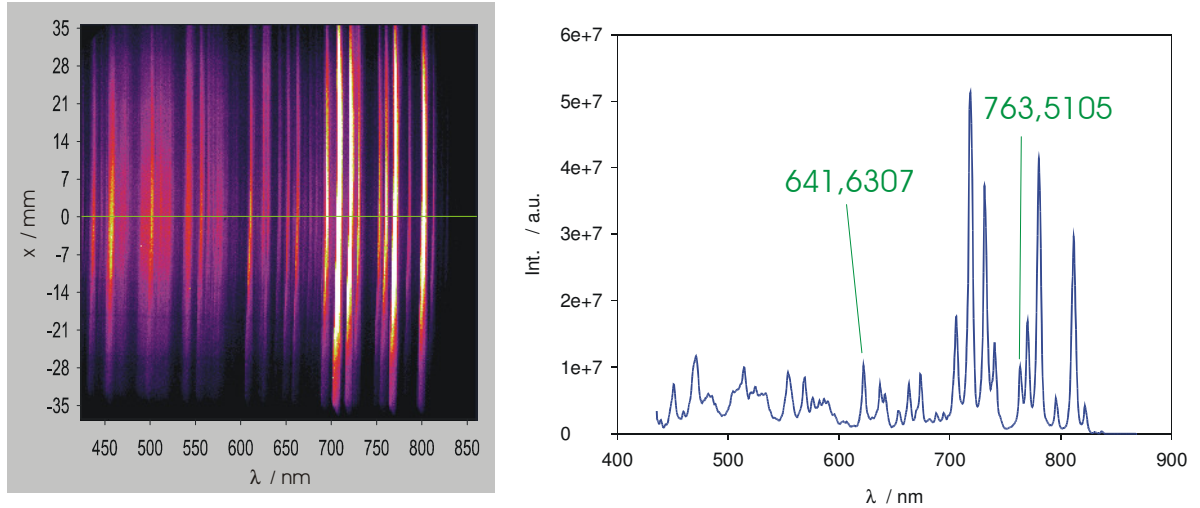


Abb. 1.3.10: CCD-Kameraaufnahme eines optischen Spektrums für $B_z = 0,026 \text{ T}$, $\Phi_A = 24 \text{ kV}$, $p = 1 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$ (links) und über die x -Ebene integrierte Intensität als Funktion der Wellenlänge (rechts)

Für die Messungen wurde ein Gitter mit 100 Gr / mm benutzt, so dass die spektrale Auflösung unter Berücksichtigung einer sorgfältigen Spaltjustage bei $0,423 \text{ nm/Pixel}$ liegt. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur nach 1.3.12 wurden das Intensitätsverhältnis der Emissionslinien der Argonatome bei $\lambda_1 = 641,6307 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 763,5105 \text{ nm}$ ausgewertet. Dazu wurde das gemessene Spektrum mit der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus normiert. Die Übergangswahrscheinlichkeiten und statistischen Gewichte wurden Tabellen entnommen [34].

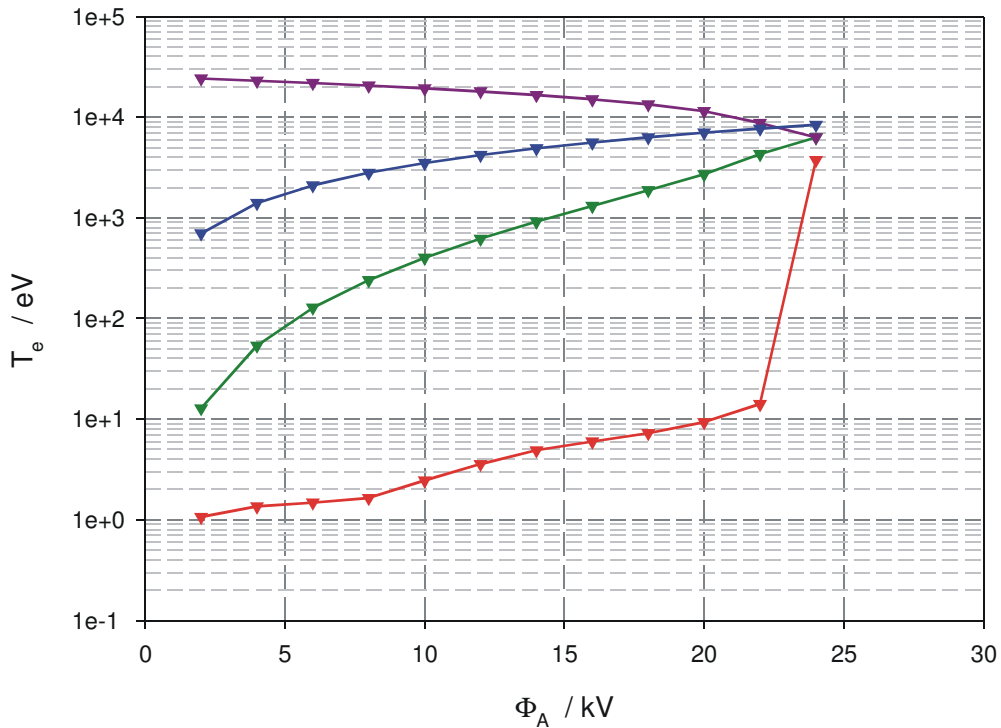


Abb. 1.3.11: Aus den optischen Spektren ermittelte mittlere kinetische Energie der Elektronen als Funktion des Anodenpotentials (rot), berechnete mittlere kinetische Energie der Elektronen longitudinal (blau), für ω^+ (violett) und $\bar{\omega}$ (grün).

In Abbildung 1.3.11 ist die mittlere kinetische Energie der Elektronen, die aus den optischen Spektren bestimmt wurden, als Funktion des Anodenpotentials bei konstantem magnetischen Feld von $B_z = 0,026$ T dargestellt (rot). Zum Vergleich dazu sind die mittleren kinetischen Energien der Elektronen, die durch die einschließenden externen Felder verursacht werden, gezeigt. Der violett gezeichnete Graph entspricht der Energie, die aus der Rotationsfrequenz ω_e^+ aus Gleichung 1.1.7 resultiert, während ω_e^- durch den grünen Graphen repräsentiert wird. Die Berechnungen wurden für eine Einschlusseffizienz von $\kappa = 0,26$ durchgeführt, die mit anderen experimentellen Ergebnissen korrespondiert. Die blaue Kurve entspricht der mittleren kinetischen Energie der Elektronen auf Grund ihrer Oszillation im longitudinalen Potential. Mit steigendem Anodenpotential ist zu erkennen, dass sich die Funktionen für die berechneten Energien asymptotisch einem Punkt nähern. Bei einem Anodenpotential von $\Phi_A = 24,318$ kV sind die mittleren kinetischen Energien isotrop im Linsenvolumen verteilt. Im selben Punkt macht die Funktion der aus den optischen Spektren bestimmten mittleren kinetischen Energie der Linsenelektronen einen Sprung. Das bedeutet, dass sich das NNP nur bei diesen Einstellungen der externen Felder in einem thermalisierten Zustand befindet und eine Temperaturbestimmung mit der optischen Spektroskopie möglich ist. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 1.3.12 die Elektronendichten und die mittleren kinetischen Energien der Elektronen, ausgedrückt durch deren Frequenzen als Funktion des Quotienten aus longitudinaler und radialer Einschlussstärke, dargestellt. Das magnetische Feld B_z wurde dabei durch das nach Gleichung 1.2.3 äquivalente Potential Φ_{B_z} ersetzt, und die transversale Einschlusseffizienz lag ebenfalls bei $\kappa = 0,26$.

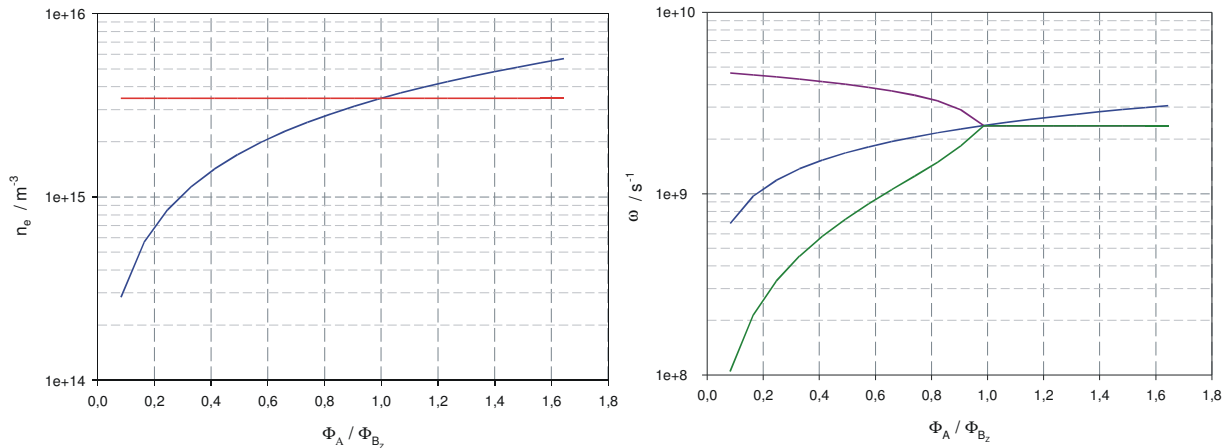


Abb. 1.3.12: Berechnete Elektronendichten für den radialen (rot) und longitudinalen (blau) Einschluss als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale (links) und berechnete Oszillationsfrequenzen für ω^+ (violett), ω^- (grün) und Φ_A (blau) als Funktion des Quotienten der Einschlusspotentiale (rechts)

Als Resultat der gezeigten Messergebnisse in Abbildung 1.3.11 und der theoretischen Berechnungen in Abbildung 1.3.12 lassen sich für die Einschlussbedingungen drei Fälle charakterisieren. Im ersten Fall gilt die Relation $\Phi_A < \Phi_{B_z}$, und die Plasmadichte wird durch die Verluste in longitudinaler Richtung bestimmt. Die großen Differenzen in den mittleren kinetischen Energien der jeweiligen Oszillationskomponente verhindern eine Thermalisierung der eingeschlossenen Elektronenwolke. Dieser Umstand führt zur Ausprägung von Diocotroninstabilitäten [35,36,37], die durch Strahltransportexperimente und numerische Simulationen nachgewiesen werden konnten. Im zweiten Fall ist $\Phi_A = \Phi_{B_z}$ und es existiert im Linsenvolumen eine isotrope mittlere kinetische Energie, die zu einer Thermalisierung des NNP führt. Die Konsequenz daraus ist eine homogene transversale Verteilung der Linsenelektronen. Im dritten Fall ist $\Phi_A > \Phi_{B_z}$, und die Plasmadichte ist durch die radialen

Verluste dominiert. Die mittleren kinetischen Energien in der transversalen Ebene, die aus den beiden Rotationsfrequenzen ω_e^+ und ω_e^- resultieren, nehmen den gleichen Betrag an und sind konstant. Die mittlere kinetische Energie in longitudinaler Richtung steigt proportional zum Anodenpotential. In Abbildung 1.3.13 sind die durch GABORM numerisch bestimmten radialen Elektronendichteprofile für die genannten Fälle dargestellt.

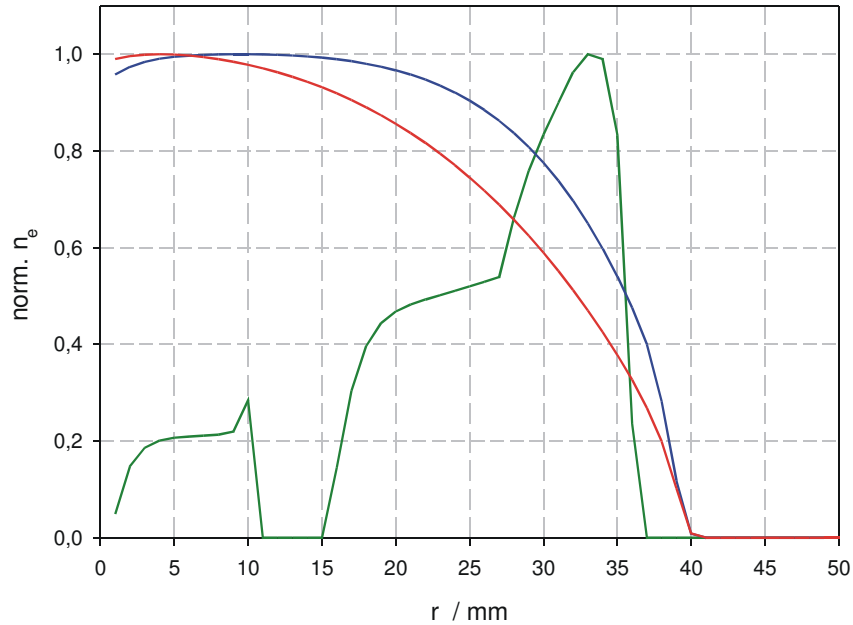


Abb. 1.3.13: Elektronendichteprofile im Zentrum der Gabor-Linse für $\Phi_A < \Phi_{Bz}$ (grün), $\Phi_A = \Phi_{Bz}$ (blau) und $\Phi_A > \Phi_{Bz}$ (rot) selbstkonsistent berechnet durch GABORM

Für die späteren Strahltransportexperimente ist das aus den dargestellten Elektronendichteprofilen resultierende elektrische Feld E_r von entscheidender Bedeutung. Nur für eine homogene Ladungsträgerdichteverteilung ist das elektrische Eigenfeld des NNP in der transversalen Ebene linear und führt zu einer linearen Abbildung des Ionenstrahles. Für den blauen Graphen in Abbildung 1.3.13 ist das bis zu einem Radius von 20 mm hinreichend gut gegeben.

1.3.4. Zusammenfassung

Das in einer Gabor-Linse eingeschlossene NNP kann mit Hilfe optischer Verfahren diagnostiziert werden. Obwohl eine quantitative Analyse der Fehler der vorgestellten Meßmethoden noch nicht durch weitere Diagnosemethoden durchgeführt werden konnte, zeigen insbesondere die Ergebnisse bei den Strahltransportexperimenten eine Konsistenz der vorgestellten Resultate (s. Abschnitt 2.2.3 und 2.4.2). In Abbildung 1.3.14 wird das in einer Gabor-Linse eingeschlossene NNP ausgehend von den gezeigten experimentelle ermittelten Plasmamaparameter zusammen mit anderen natürlichen sowie künstlich erzeugten Plasmen dargestellt. Dabei wird der Fall $\Phi_A = \Phi_{Bz}$ angenommen, der einem Anodenpotential von $\Phi_A = 24$ kV und einem magnetischen Feld von $B_z = 0,026$ T bei einem radialen Füllgrad von $\kappa = 0,26$ entspricht. Die gemessene Elektronentemperatur entspricht $T_e = 3750$ eV, und die Elektronendichte $n_e = 3,28 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ resultiert aus den Strahltransportexperimenten, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird.

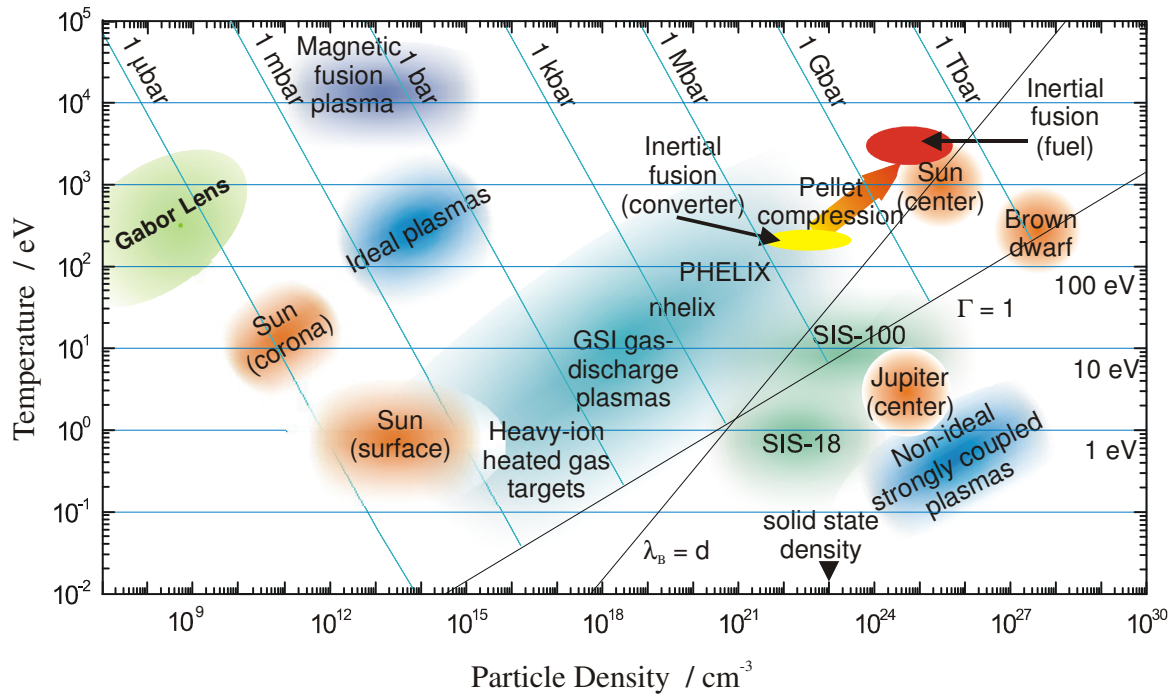


Abb. 1.3.14: Darstellung verschiedener natürlicher und künstlich erzeugter Plasmen als Funktion ihrer Plasmamaparameter [38]

2. Strahltransportexperimente

2.0. Aufbau des Beschleunigerexperiments

Um eine Akzeptanz gegenüber dem Einsatz von Raumladungslinsen im Betrieb von Ionenbeschleunigern zu erreichen, ist es unumgänglich, eine Demonstrationsanlage im Einsatz vorweisen zu können. Diese sollte zum einen zeigen, dass Raumladungslinsen die Fähigkeit besitzen, einen Strahl in den nachfolgenden Beschleuniger zu injizieren und diesen bis an seine Raumladungsgrenze zu füllen [39,40].

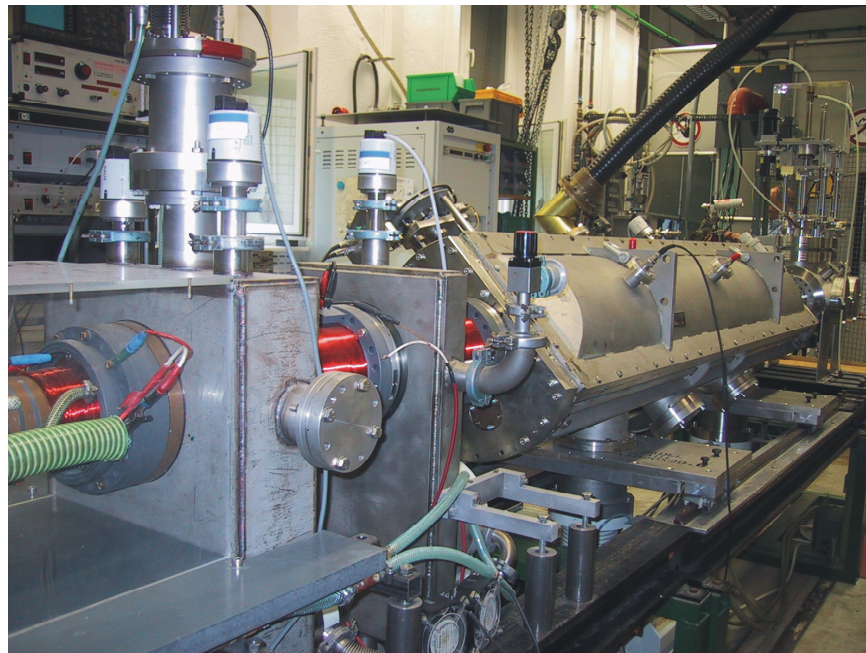
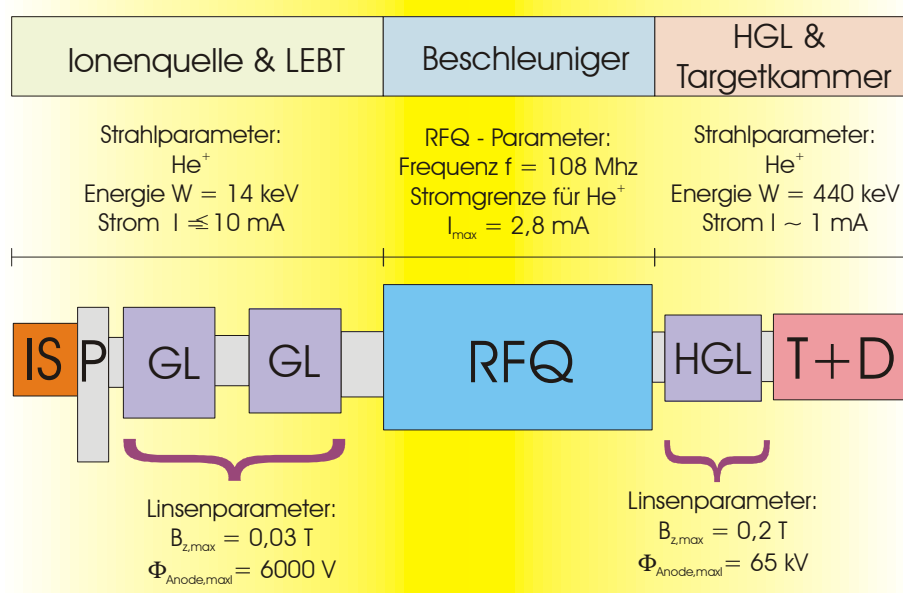


Abb. 2.0.1: Schematische Darstellung und Fotografie des Layouts von Testinjektor 1 zur Untersuchung des Einsatzes von Raumladungslinsen.

Dabei sollte hinter dem Beschleuniger im Hinblick auf das HIF Projekt, eine Strahlenergie von etwa 500 keV erreicht werden. Dies ermöglicht dann, mit einer zusätzlichen Raumladungslinse Experimente bei der geforderten Strahlenergie durchzuführen. Abbildung 2.0.1 zeigt schematisch das Layout der Anlage, für die die folgenden Ziele festgelegt wurden:

1. Sie soll zeigen, dass Raumladungslinsen für den Einschuss eines hochperveanten Ionenstrahles in einen RFQ geeignet sind. Dabei sollen neben Transmission und Emittanzwachstum auch der Füllgrad und die Homogenität der Raumladungswolke untersucht werden.
2. Sie soll die Erweiterung der experimentellen Erfahrungen mit Raumladungslinsen bis zu den Strahlenergien eines HIF-Injektors ermöglichen. Hierbei sollen auch Fragen zum zeitlichen Verhalten der Raumladungswolke bei gepulsten Strahlen und Strahlbunchen beantwortet werden.
3. Sie soll helfen, die Wechselwirkung von intensiven Ionenstrahlen mit der Wandung eines Beschleunigers zu untersuchen. Bei dieser Wechselwirkung werden Teilchenwolken erzeugt, die insbesondere bei Hochstromspeicherringen zu weiteren Strahlverlusten führen können.

Um die Kosten einer solchen Anlage in vertretbarem Rahmen zu halten und dabei gleichzeitig möglichst viele relevante Experimente durchführen zu können, wurde für die Durchführung des Projektes folgendes Vorgehen gewählt: Herr Prof. Dr. Schempp stellte einen für die notwendigen Experimente geeigneten RFQ sowie den hierzu passenden Hochfrequenzsender (80 kW bei 108 MHz) zur Verfügung. Hierdurch wurden die Strahlparameter am Ein- und Ausgang des Beschleunigers festgelegt. Wegen der durch den RFQ festgelegten Einschussenergie von $W_{B,in} = 3,5 \text{ A} \cdot \text{keV}$ und der zur Verfügung stehenden Ionenquelle mit dem entsprechenden Hochspannungsterminal wurde Helium als Strahlion ausgewählt. Dies geschah auch in Anbetracht der bisherigen sehr guten Erfahrungen mit diesem Arbeitsgas und der verwendeten Quelle. Damit ist die Extraktionsspannung an der Ionenquelle mit $U_{EX} = 14 \text{ keV}$ bestimmt. Die Ausgangsenergie des verwendeten RFQ beträgt $W_{B,out} = 110 \text{ A} \cdot \text{keV}$, womit gleichzeitig eine Gesamtenergie des Strahles nach der Beschleunigung auf $W_B = 440 \text{ keV}$ festgelegt wurde. Die Gesamtenergie liegt damit in dem Energiebereich, in dem vermutlich ein zukünftiger HIF-Injektor betrieben wird und etwas oberhalb der Terminalspeisung (bis 300 kV), die für den neuen Hochstromtestinjektor der GSI vorgesehen ist. Durch das gewählte Layout des Experiments kann mit einem Bruchteil der Kosten, die für eine vergleichbare konventionelle Anlage notwendig geworden wären, ein wesentlicher Teil der notwendigen Experimente in diesem Energiebereich durchgeführt werden. Der Beschleuniger besteht aus einer Ionenquelle zur Erzeugung des Ionenstrahles, der LEBT-Sektion (**L**ow **E**nergy **B**eam **T**ransport) bestehend aus zwei kleinen Gabor-Linsen, dem RFQ-Beschleuniger (**R**adio **F**requency **Q**uadrupol) und der HGL sowie einer Target- und Diagnosekammer.

2.1. Ionentrahlerzeugung und Extraktion

2.1.1. Aufbau und Funktion der Ionenquelle

Bei der für die Experimente verwendeten Ionenquelle handelt es sich um eine Volumenquelle, bei der über ein Filament ein Gasentladungsplasma gezündet wird. In Abbildung 2.1.1 ist der Aufbau der Ionenquelle, die aus einem Plasmagenerator und dem Extraktionssystem besteht, schematisch dargestellt.

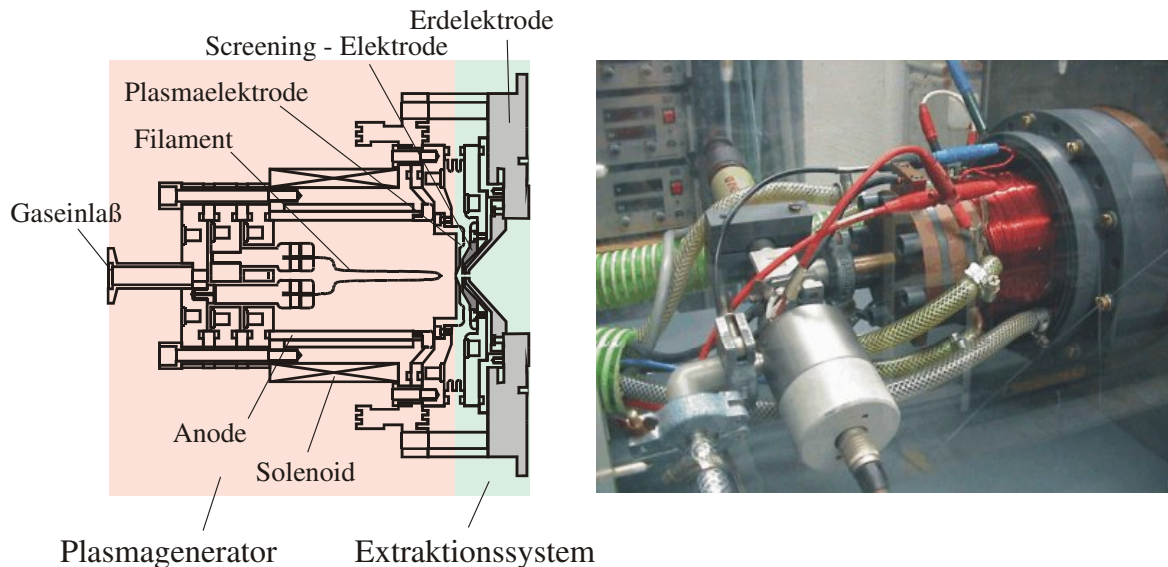


Abb. 2.1.1: Schematische Darstellung und Fotografie der verwendeten Ionenquelle.

Das Filament der Ionenquelle wird durch einen Strom von $I_{\text{Heiz}} = 65 \text{ A}$ geheizt. Durch Glühemission treten die Elektronen aus dem Wolframdraht mit einem Durchmesser von 0,9 mm aus. Sie werden im elektrischen Feld zwischen der Anode und dem Filament, das aus einer Potentialdifferenz von U_{Bogen} resultiert, beschleunigt. Auf ihrem Weg durch den Plasmagenerator ionisieren die Elektronen das Arbeitsgas. Für die Elektronenenergie, die durch die Potentialdifferenz $U_{\text{Bogen}} = 110 \text{ V}$ festgelegt ist, sind die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium maximal (vergl. Abb. 1.3.1). Die Trajektorien der Elektronen im Plasmagenerator werden durch das Magnetfeld eines Solenoids verlängert, der die Plasmakammer umgibt. Die Plasmadichte wird im wesentlichen durch den Gasdruck im Inneren der Quelle und den Bogenstrom I_{Bogen} bestimmt. Das Triodenextraktionssystem besteht aus der Plasmaelektrode, einer Screening-Elektrode und der Erdelektrode. Die Plasmaelektrode begrenzt den Plasmagenerator, und in ihr befindet sich die Extraktionsöffnung mit einem Radius von $r_{\text{Ex}} = 2 \text{ mm}$. Die mit -10% der Extraktionsspannung beaufschlagte Screening-Elektrode stellt eine Barriere für im Ionenstrahl zur Quelle zurücklaufende Elektronen dar und separiert somit die nachfolgende Transportsektion elektrostatisch von der Ionenquelle. Durch Anlegen der Extraktionsspannung U_{Ex} an die Plasmakammer und der daraus resultierenden Potentialdifferenz zwischen Plasmagenerator und Extraktionssystem werden aus der sich am Extraktionsloch ausbildenden Plasmagrenzschicht Ionen extrahiert und beschleunigt. Die kinetische Energie der Strahlionen ist proportional der angelegten Potentialdifferenz, wobei die Qualität des Ionenstrahles von der Plasmadichte in der Quelle und vom Layout des Extraktionssystems abhängt. Deshalb wurde für die geplanten Strahltransportexperimente das Extraktionssystem neu konzipiert.

2.1.2. Pervanz

Ist das Plasma als Teilchenlieferant hinreichend dicht und transversal unendlich ausgedehnt, so ist der extrahierbare Strahlstrom nur abhängig von Masse und Ladung der Teilchen, der angelegten Extraktionsspannung und der Strecke d (dem Abstand der Elektroden im Extraktionssystem), auf der diese Spannung abfällt. In der Plasmarandschicht bildet sich aus dem neutralen Plasma durch Ladungstrennung der Teilchenstrahl. In Anlehnung an die Argumentation von Langmuir [41,42] wird die Ionengeschwindigkeit v_i sowie die Ladungstromdichte j durch

$$v_i = \sqrt{\frac{2qU_{Ex}}{m_i}} \quad (2.1.1)$$

bzw.

$$j = qn_i \cdot v_i \quad (2.1.2)$$

ausgedrückt, und es folgt für die Stromdichte in einem homogenen elektrischen Feld

$$j = qn_i \cdot \sqrt{\frac{2qU_{Ex}}{m_i}} \quad (2.1.3)$$

Da jedoch das äußere elektrische Feld durch die Ladungsdichte der Strahlteilchen abgeschirmt wird, muss angenommen werden, dass der Gesamtpotentialverlauf im Extraktionssystem durch die Raumladung so verändert wird, dass ein stationärer Fall eintritt. Im eindimensionalen Modell muss aber für die Stromdichte in Strahlrichtung z gelten:

$$j(z) = \text{const.} \quad (2.1.4)$$

Damit kann unter Verwendung der Poisson-Gleichung (1.1.2) sowie unter Berücksichtigung der Randbedingungen die Stromdichte durch

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (2.1.5)$$

beschrieben werden. Zwar kann theoretisch durch die Verringerung des Elektrodenabstandes im Extraktionssystem bei konstanter Beschleunigungsspannung die Stromdichte erhöht werden, jedoch treten in der Praxis mit abnehmendem Abstand vermehrt Hochspannungsüberschläge im Beschleunigungsspalt auf. Diese Grenzfeldstärke, ab der vermehrt Überschläge auftreten, ist vor allem abhängig von der Gesamtspannung, aber auch von den genauen Betriebsparametern der Quelle, insbesondere deren Gasfluss. Darüber hinaus muss die elektrische Feldstärke im Beschleunigungsspalt mit Strahl nochmals gesenkt werden, da hier in Folge der komplexen Struktur der äußeren Felder vermehrt Teilchen in diesem Bereich auf den Blenden verloren gehen. Daher werden Ionenquellen, deren Hauptaufgabe nicht die Erzielung höchster Stromdichten ist, sondern die einen kontinuierlichen Strahlbetrieb gewährleisten sollen, meist bei deutlich geringeren Feldstärken als der Grenzfeldstärke betrieben. Bei der für diese Arbeit verwendeten Ionenquelle wurde das Extraktionssystem für eine Extraktionsspannung von $U_{Ex,max} = 20$ kV und eine maximale Feldstärke von $E_{Ex} = 5$ kV/mm ausgelegt. Daraus ergibt sich bei der für den Einschuss in den RFQ geforderten

Strahlenergie von $W_B = 14 \text{ keV}$ für He^+ -Ionen eine maximale theoretische Stromdichte von $j_{\text{th}} = 282 \text{ mA/cm}^2$. Die gemessene Stromdichte betrug $j = 89 \text{ mA/cm}^2$ und zeigt, dass die Plasmadichte in der Ionenquelle die maximal extrahierbaren Ströme begrenzt. In Analogie zur Stromdichte können auch die radialen defokussierenden Coulomb-Kräfte auf die Strahlionen für $r < r_s$ bestimmt werden

$$F_c(r) = \frac{N_i q^2 r}{2\pi r_s^2 \epsilon_0} \quad (2.1.6)$$

Für den nichtrelativistischen Fall $\beta < 0,1$ ergibt sich ohne äußere Felder für den Strahlrand $r = r_s$ folgende Bewegungsgleichung

$$r_s \cdot \ddot{r}_s \equiv K \quad (2.1.7)$$

mit K als der generalisierten Perveanz nach Lawson [43]

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{2q}} \cdot \frac{I}{U^{3/2}} \quad (2.1.8)$$

Unter der Voraussetzung (2.1.4) lässt sich der Strahlstrom I durch die Stromdichte j ausdrücken und Gleichung (2.1.5) in (2.1.8) einsetzen. Für die maximale generalisierte Perveanz eines Ionenstrahles ergibt sich dann

$$K = \frac{1}{9} \cdot \frac{r_s^2}{d^2} = \frac{S^2}{9} \quad (2.1.9)$$

mit dem s.g. Aspektverhältnis $S = r_s/d$. Gleichung (2.1.9) gilt natürlich nur für kurze Strecken, in denen (2.1.4) erfüllt ist, z.B. im Extraktionssystem. In Abbildung 2.1.2 (links) ist die generalisierte Perveanz als Funktion der Extraktionsspannung für die verwendete Ionenquelle dargestellt. Auf der rechten Seite ist die gemessene und die theoretisch bestimmte Stromdichte als Funktion der Extraktionsspannung dargestellt.

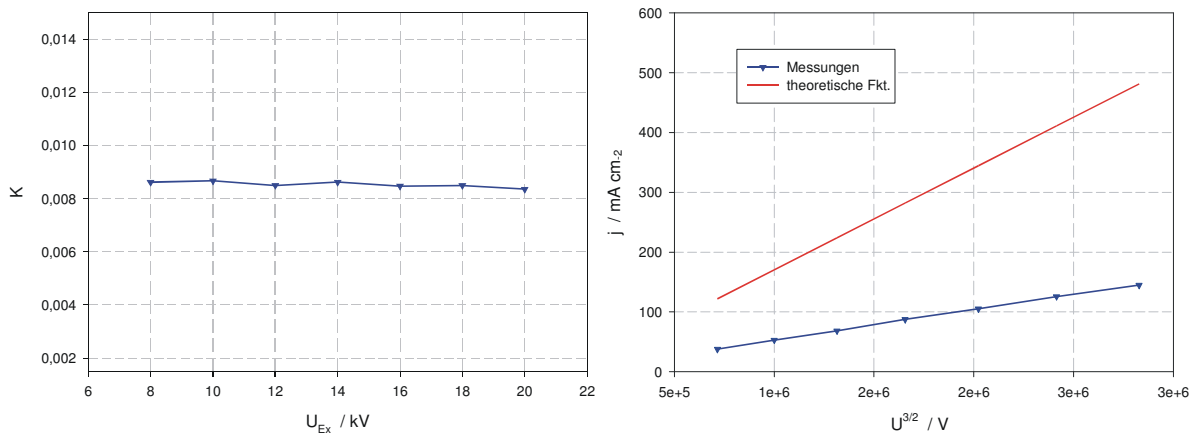


Abb. 2.1.2: Darstellung der generalisierten Perveanz als Funktion der Extraktionsspannung (links) und gemessene sowie theoretisch bestimmte Stromdichte als Funktion der Extraktionsspannung

Das Aspektverhältnis des Extraktionssystems beträgt $S = 0,5$, und daraus ergibt sich nach (2.1.9) eine maximale generalisierte Perveanz von $K = 0,027$. Die gemessenen Werte lagen konstant bei etwa 30% vom maximalen theoretischen Betrag, was unter Umständen an einer zu geringen Plasmadichte in der Ionenquelle lag.

2.1.3. Emittanz

Die Bewegungsgleichung (2.1.7) gilt nur für laminare Strahlen mit einer homogenen Strahlionendichteverteilung ohne Einwirkung äußerer Felder. Sie stellt damit eine spezielle Lösung der KV-(**K**apchinskij-**V**ladimirskij) Enveloppengleichung dar.

$$\frac{d^2}{dz^2} a = \frac{\epsilon^2}{a^3} + \frac{K}{a} - k_0^2 a \quad (2.1.10)$$

Hierbei ist a der Enveloppenradius für einen zylindersymmetrischen Strahl mit

$$a = X_0 = Y_0 = \sqrt{\langle x^2 \rangle} \quad (2.1.11)$$

In dieser Gleichung (2.1.10) wird die Zeit durch den Strahlweg z ersetzt, und der letzte Term auf der rechten Seite beschreibt den Einfluss linearer externer Fokussierfelder auf den Strahltransport z.B. durch Ionenoptiken. Im Falle eines driftenden Ionenstrahles ist die Änderung der Strahlenvelope durch die generalisierte Perveanz K und die Emittanz ϵ bestimmt. In der Beschleunigerphysik werden zwei verschiedene Definitionen für die Emittanz verwendet. Anstelle der Verteilung der Strahlionen im $6n$ -dimensionalen Phasenraum wird die Dichteverteilung $f_6 = f(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ für die Beschreibung des Strahltransports benutzt. Dabei werden im Falle eines monoenergetischen DC-Strahles die zwei Poincaré-Schnitte $f_2 = f(x, p_x)$ und $f_2 = f(y, p_y)$ betrachtet. Zur Vereinfachung werden die transversalen Impulse durch die Bahnwinkel

$$x' = \tan \alpha = \frac{p_x}{p_z}; \quad y' = \tan \alpha = \frac{p_y}{p_z} \quad (2.1.12)$$

dargestellt. Eine häufig verwendete Möglichkeit zur Beschreibung der Emittanz ist die Bestimmung der belegten Phasenraumflächen $F(x, x')$ und $F(y, y')$, die nach Division durch π und einer Geschwindigkeitsnormierung in die normierte Randemittanz überführt werden, mit der es möglich ist, die Qualität verschiedener Ionenstrahlen zu vergleichen und Akzeptanzen für Beschleunigerstrukturen zu definieren.

$$\epsilon_{norm,x} = \beta\gamma \frac{F(x, x')}{\pi}; \quad \epsilon_{norm,y} = \beta\gamma \frac{F(y, y')}{\pi} \quad (2.1.13)$$

Eine weitere Definition der Emittanz, nämlich der s.g. RMS- (**R**oot **M**ean **S**quare) Emittanz, erfolgt über die Momente der Dichteverteilung im Orts- und Impulsraum.

$$\langle x_i^n \rangle = \int \dots \int x_i^n \cdot f_k \, dx_1 \dots dx_k \quad (2.1.14)$$

$$\langle x_i'^n \rangle = \int \dots \int x_i'^n \cdot f_k dx'_1 \dots dx'_k \quad (2.1.15)$$

Die RMS-Emittanz ist unter Verwendung der zweiten Momente [44] definiert durch

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.1.16)$$

und mit entsprechender Normierung

$$\varepsilon_{norm,rms} = \beta\gamma \cdot \varepsilon_{rms} \quad (2.1.17)$$

Bei der Extraktion des Ionenstrahles aus dem Quellenplasma wird die Emittanz durch die Geometrie des Extraktionssystems bestimmt. Ganz wesentlich ist aber die Verteilungsfunktion $f_4 = f(x, y, p_x, p_y)$, die durch die Plasmadichteverteilung an der so genannten Plasmarandschicht und die transversale Energie der Ionen im Plasma bestimmt wird. Von entscheidender Bedeutung ist aber auch das Zusammenwirken der inneren Raumladungsfelder mit den äußeren Feldern im Extraktionssystem. Nur wenn die resultierenden Kräfte auf die Teilchen über den ganzen Radius linear sind, kann die Startverteilung ohne Emittanzwachstum transportiert werden. Insbesondere das Verhalten der Plasmarandschicht kann sich bei Fehlanpassung dieser inneren und äußeren Felder nachteilig auf den weiteren Transport auswirken, weil neben einer radialen Variation der Stromdichte auch zusätzliche transversale Impulse zu einem Emittanzwachstum und Strahlstromverlusten führen können.

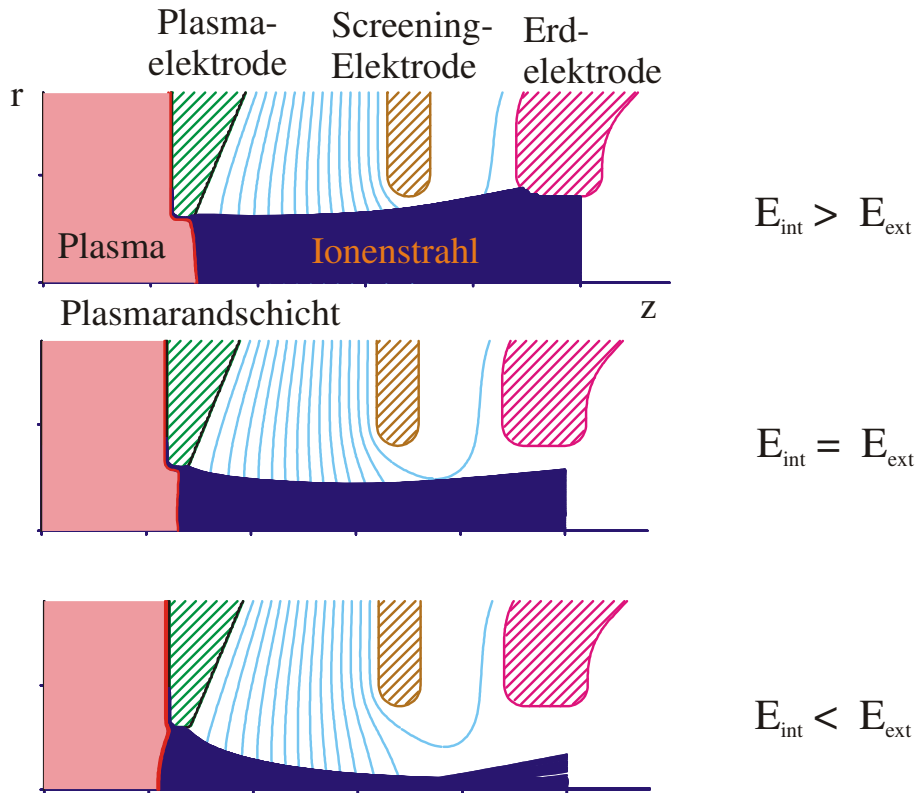


Abb. 2.1.3: Querschnitt des Extraktionssystems mit berechneter Ionenstrahlextraktion für verschiedene Verhältnisse von innerem E_{int} und äußerem E_{ext} elektrischem Feld

In Abbildung 2.1.3 sind drei exemplarische Simulationsrechnungen für die Extraktion eines Heliumionenstrahles dargestellt [45]. Dabei wurden die Plasmamaparameter konstant gehalten und das elektrische Feld im Extraktionssystem variiert. Bei den Strahltransportexperimenten wurden die Einstellungen der Quelle so gewählt, dass die RMS-Emittanz und die Strahlstromverluste im Extraktionssystem minimal waren. Von den verschiedenen Diagnosemöglichkeiten zur Bestimmung der Strahlemittanzen wurden für die vorliegende Arbeit zwei verschiedene Phasenraumscanner benutzt. Bei der verwendeten Allison-Emittanzmeßanlage mit elektrostatischer Winkelselektion, die in Abbildung 2.1.4 schematisch dargestellt ist, wird durch einen Schlitz ein Teilstrahl aus dem Ionenstrahl ausgeblendet, der im elektrischen Feld eines Plattenkondensators transversal abgelenkt wird [46]. Nach einem zweiten Schlitz wird der Strom des Teilstrahles in einer Faraday-Tasse als Funktion des Ablenkswinkels bestimmt.

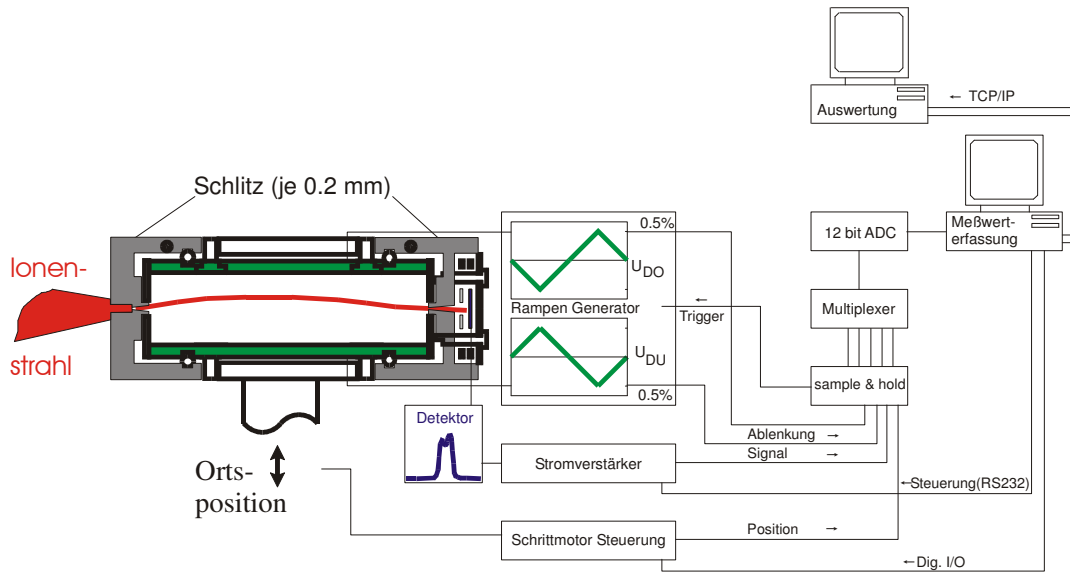


Abb. 2.1.4: Schematische Darstellung des Aufbaues und der Messwerterfassung der Allison-Emittanzmeßanlage

Der Vorteil dieser Anlage ist eine hohe Winkelauflösung, die durch die Zeitdauer für die Winkelmessung und die Frequenz der Dreiecksfunktion, mit der die Spannung am Plattenkondensator moduliert ist, bestimmt ist. Der wesentliche Nachteil dieses Messgerätes ist eine Beschränkung der Strahlenergie, da die maximale Ablenkspannung auf $U_{\text{defl}} = 6 \text{ kV}$ begrenzt ist. Deshalb wurde für die Messung der Strahlemittanz nach dem RFQ eine Schlitz-Gitter-Emittanzmeßanlage verwendet. Bei dieser Messanlage wird der durch den Schlitz ausgeblendete Teilstrahl des Ionenstrahles auf einem Gitter, bestehend aus 60 Drähten, detektiert. Dabei errechnet sich der Bahnwinkel und somit die transversalen Impulse aus der Differenz der Ortsposition von Schlitz und Gitter Δx und dem Abstand zwischen dem Schlitz und dem Gitter l .

$$x' = \alpha = \arctan \frac{\Delta x}{l} \quad (2.1.18)$$

In Abbildung 2.1.4 ist auf der linken Seite die Funktion der Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage schematisch dargestellt. Auf der rechten Seite der Abbildung ist ein Foto von den noch nicht im Vakuumrezipienten montierten Schlitz und Gitter zu sehen. Da mit dieser Anlage Ionenstrahlen mit hohen Strahlleistungen vermessen werden sollen, ist die Schlitzblende zur Verringerung der thermischen Belastung mit einer Wasserkühlung

versehen. Der Nachteil dieser Emittanzmessanlage besteht in dem nicht vor Sekundärteilchen abgeschirmten Gitter. Das hat zur Folge, dass durch die auf das Gitter treffenden Strahlionen ausgelöste Sekundärelektronen und im Vakuumtank gebildete Sekundärpartikel zu einem detektierten Strom auf dem Gitter führen.

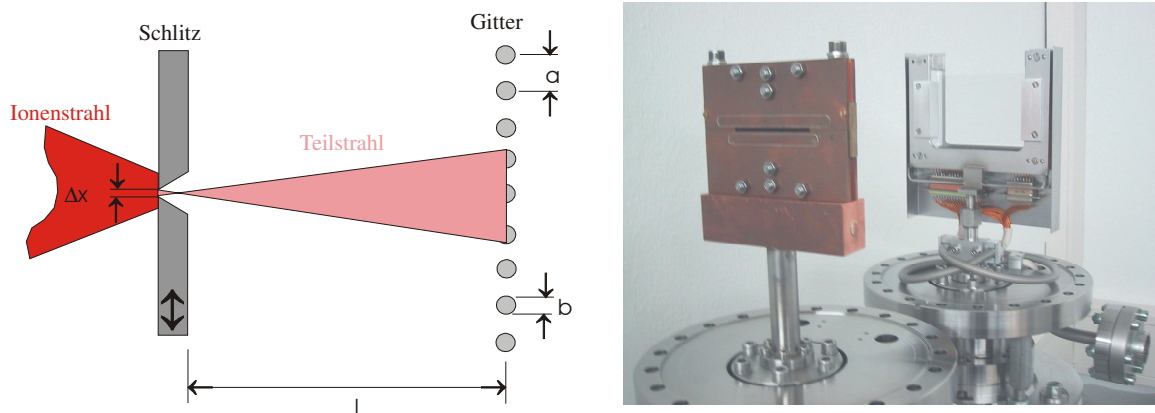


Abb. 2.1.5: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Schlitz-Gitter-Emittanzmessanlage (links) und Foto von Schlitz und Gitter vor der Montage in den Vakuumtank (rechts)

Um die Messergebnisse beider Emittanzmessanlagen miteinander vergleichen zu können und sie für numerische Strahltransportsimulationen zu verwenden, werden die gemessenen Daten in das s.g. PARMTRA-Format [47] konvertiert. Dabei wird die Phasenraumbelegung des Ionenstrahles durch 10000 – 100000 Teilchenkoordinaten repräsentiert. Bei der Diskretisierung der Messergebnisse sind insbesondere Fehler in der RMS-Emittanz durch die gewählte Auflösung des numerischen Gitters zu berücksichtigen. Für die Messung der Emittanz des aus der Ionenquelle extrahierten Strahles wurde der Allison-Emittanzscanner verwendet. In Abbildung 2.1.6 ist der Versuchsaufbau für diese Messungen dargestellt.

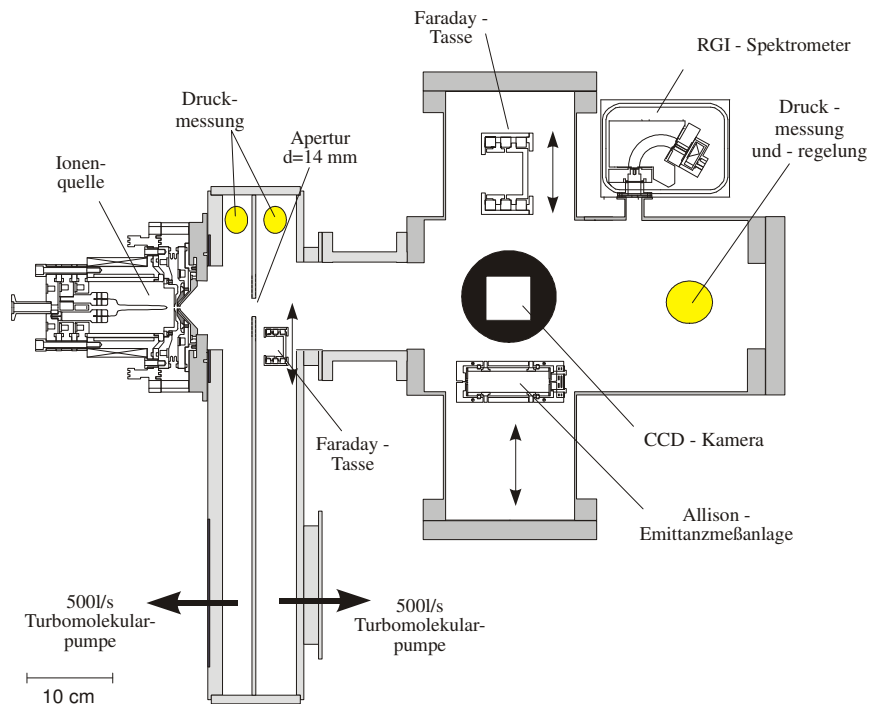


Abb. 2.1.6: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Emittanz des aus der Ionenquelle extrahierten Strahles

Bei einer konstanten Extraktionsspannung von $U_{\text{Ex}} = 14 \text{ kV}$ wurde zuerst mit einer Variation des Bogenstromes I_{Bogen} die Plasmadichte in der Quelle variiert. Dadurch änderte sich das Verhältnis von E_{int} und E_{ext} und somit die Startbedingungen für den Ionenstrahl. In Abbildung 2.1.7 sind gemessene Phasenraumverteilungen für drei verschiedene Bogenströme dargestellt.

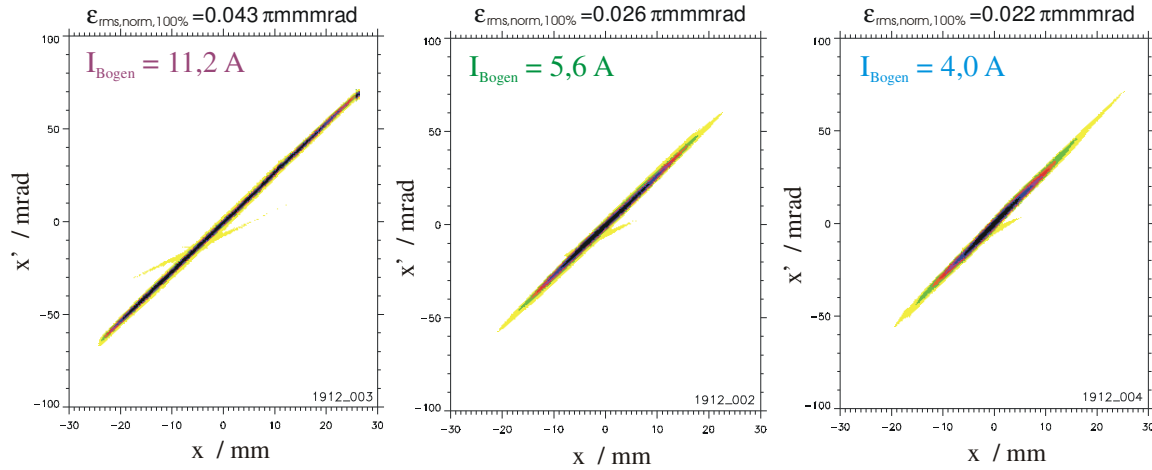


Abb. 2.1.7: Darstellung von gemessenen Strahlemittanzen für drei verschiedene Bogenströme und somit variierten Plasmadichten in der Ionenquelle

Die Messungen erfolgten in einem Abstand von $z = 325 \text{ mm}$ nach dem Extraktionssystem. Für die Messung bei $I_{\text{Bogen}} = 11,2 \text{ A}$ ist der Strahlradius r_s größer als der Messbereich der Emittanzmessanlage. Deshalb ist die Phasenraumverteilung nicht vollständig abgebildet und der Wert für die normierte RMS-Emittanz vermutlich noch größer. Deutlich ist aber an diesen drei exemplarischen Messungen zu sehen, dass sich die Lage der Phasenraumellipse auf Grund der Wirkung der Raumladung im Extraktionssystem kaum ändert. Dagegen ändert sich die Verteilungsfunktion der Strahlionen im Ortsraum deutlich, wie in Abbildung 2.1.8 an den gemessenen Profilen zu sehen ist.

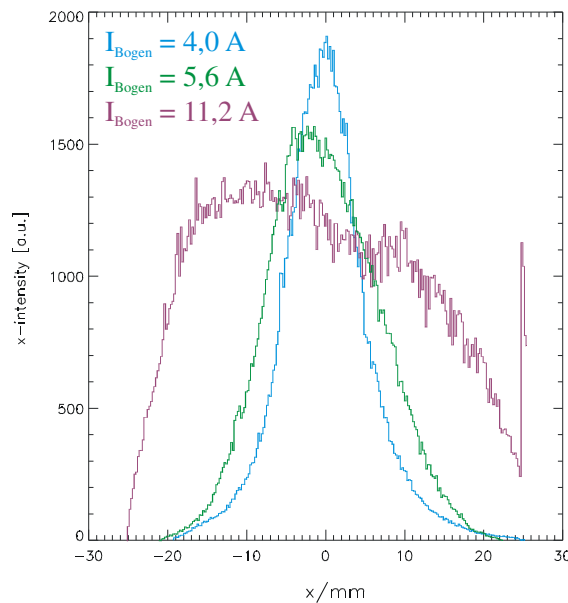


Abb. 2.1.8: Gemessenen Strahlprofile für drei verschiedene Bogenströme und somit variierte Plasmadichten in der Ionenquelle

Zusätzlich erfolgte eine Bestimmung der Anpassung der Plasmadichte an die geforderte Extraktionsspannung über eine Variation des Gasdruckes in der Quelle. In Abbildung 2.1.9 ist die gemessene RMS-Emittanz als Funktion des Druckes in der Ionenquelle bei ansonsten konstanten Quellenparametern dargestellt.

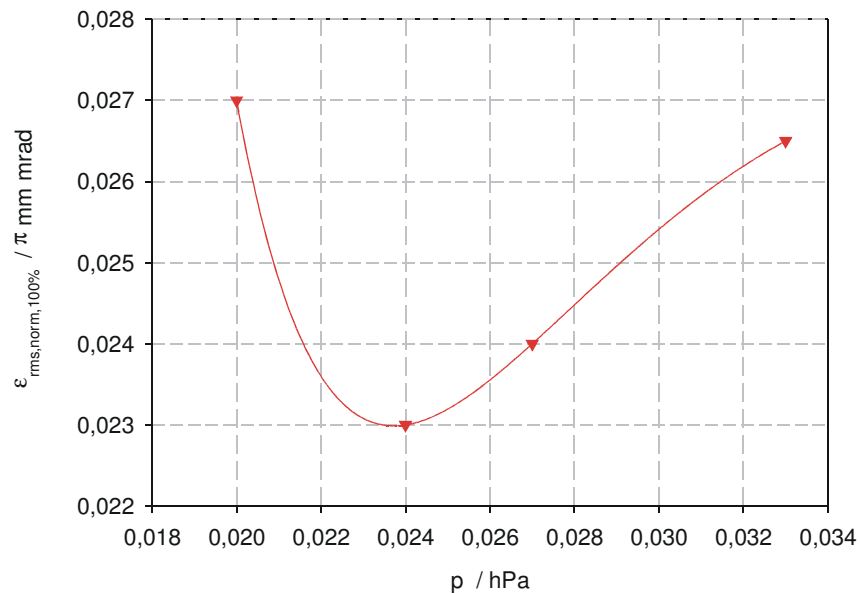
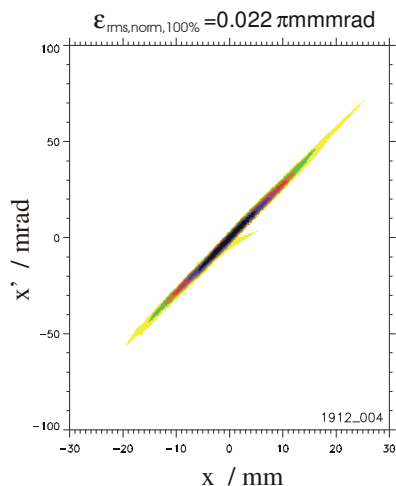


Abb. 2.1.9: Gemessenen RMS-Emittanzen als Funktion des Gasdruckes im Plasmagenerator und somit der Plasmadichte

2.1.4. Zusammenfassung

Am Ende der Untersuchung der Funktion der Ionenquelle konnten für das neu konstruierte Extraktionssystem Quellenparameter festgelegt werden, die bei der für die RFQ-Injektion geforderten Strahlenergie eine möglichst kleine RMS-Emittanz bei einem hohen Strahlstrom ergaben. Die in Abbildung 2.1.10 dargestellte Phasenraumverteilung stellt somit die Startbedingung für den Ionenstrahltransport durch den Beschleuniger dar. Daneben sind die dazugehörigen Strahl- und Quellenparameter tabellarisch aufgeführt.



Quellenparameter	
Bogenspannung	$U_{\text{Bogen}} = 110 \text{ V}$
Bogenstrom	$I_{\text{Bogen}} = 6 \text{ A}$
Gasdruck He	$P = 0,024 \text{ hPa}$
Strahlparameter	
Strahlenergie	$W_B = 14 \text{ keV}$
Strahlstrom	$I_{\text{Ex}} = 11,3 \text{ mA}$
RMS – Emittanz	$\epsilon_{rms,norm,100\%} = 0,022 \pi \text{ mmmrad}$
Generalisierte Perveanz	$K = 0,0086$
Stromdichte	$j = 89,92 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$

Abb. 2.1.10: Darstellung der Phasenraumverteilung, die als Startverteilung für den Ionenstrahltransport sowohl bei den numerischen Simulationen als auch bei den nachfolgend beschriebenen Experimenten angenommen wurde, und der zugehörigen Quellenparameter

2.2. Niederenergetischer Strahltransport

2.2.1. Aufbau des Transportkanals

Die Anpassung des aus der Quelle extrahierten Ionenstrahles an die Akzeptanz des RFQ erfolgt durch die LEBT-Sektion (Low Energy Beam Transport). Nach dem Kommissionieren und Vermessen der Ionenquelle und den Experimenten zum Einschluss des NNP in den kleinen Gabor-Linsen wurde die LEBT-Sektion aufgebaut. In Abbildung 2.2.1 ist das Layout der LEBT-Sektion schematisch dargestellt.

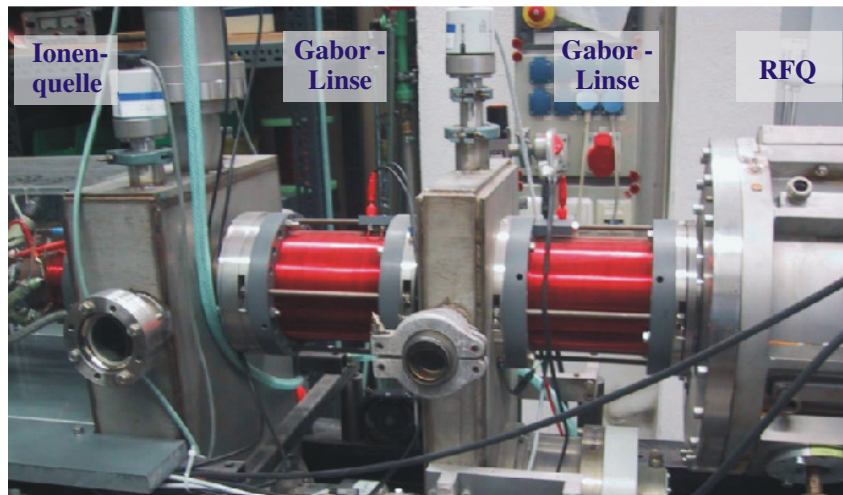
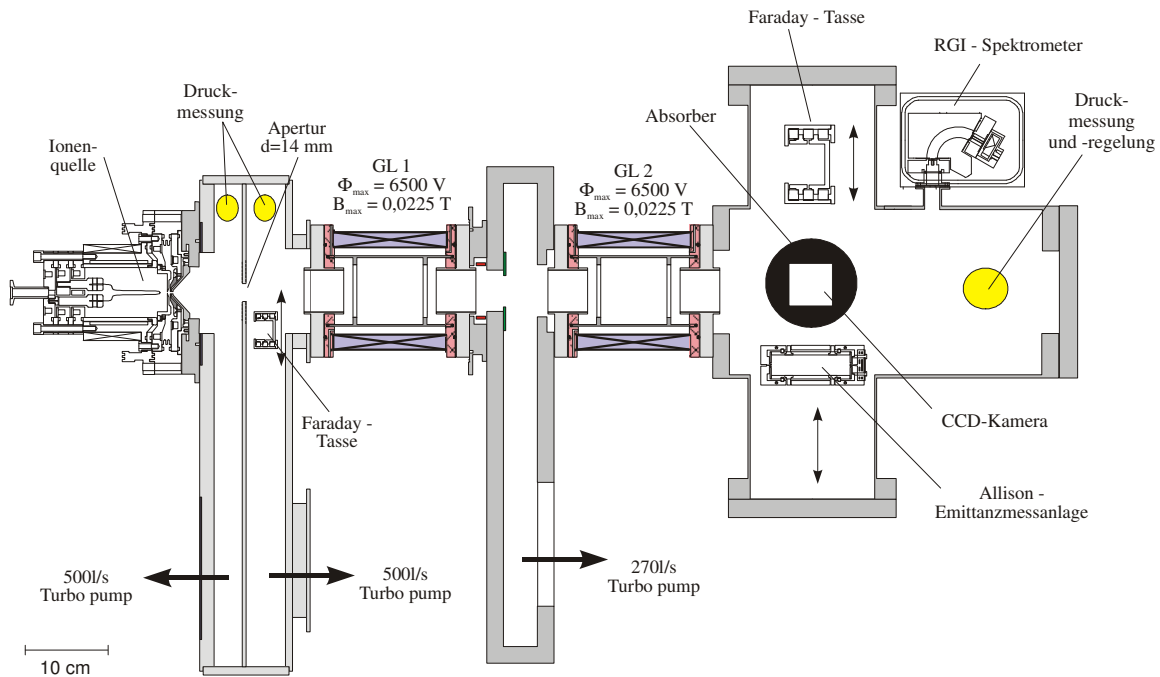


Abb. 2.2.0: Schematische Darstellung und Fotografie des Layouts der LEBT-Sektion bestehend aus zwei Gabor-Linsen

Um den Restgasdruck in der LEBT-Sektion, trotz des Gasflusses aus der Ionenquelle, möglichst schnell zu reduzieren, wurde eine kompakte differentielle Pumpstufe eingesetzt. Dabei wird bei einer Strahldrift von nur wenig mehr als 10 cm und einem Strahlradius von $r_s = 5 \text{ mm}$ bei einer Lochblende von 14 mm Durchmesser eine Reduktion des Restgasdruckes von etwa einer Dekade zwischen den beiden Tankabschnitten erreicht. Die zwei identischen

Raumladungslinsen, die durch einen weiteren Pumptank getrennt sind, transportieren den Strahl in den abschließenden Strahldiagnosetank. Bei den späteren Experimenten unter Verwendung des RFQ wurde diese Diagnosebox am Ende der LEBT-Sektion entfernt. Der Strahltransport in der LEBT-Sektion ist bei den verwendeten Strahlparametern vollständig durch die Raumladungskräfte dominiert. Die generalisierte Perveanz K ($K=0.08$) ist sogar wesentlich höher als beim IFMIF-Projekt ($K=0.04$) [48] oder HIF-Projekt ($K=0.06$) und demonstriert eindrucksvoll die besonderen Fähigkeiten von Raumladungslinsen beim Transport großer Strahlströme. Während der schrittweisen Inbetriebnahme des Experiments wurden Messungen des Strahlstromes und der Emittanz entlang des Strahlweges vorgenommen. Zusätzlich kann der Strahl im Diagnosetank durch Beobachtung des Restgasleuchtens mit einer CCD-Kamera zerstörungsfrei überwacht und der Kompensationsgrad mit Hilfe eines Restgasionenenergiespektrometers (Hughes-Rojansky-Typ) bestimmt werden.

2.2.2. Differentielles Pumpen und Strahl-Restgaswechselwirkung

Ein Verlustkanal für Ionenstrahlen beim Transport durch einen Beschleuniger ist die Wechselwirkung mit dem Restgas im Vakuumrezipienten. Der überwiegende Teil dieser Wechselwirkungen besteht aus Reaktionen, bei denen Ladung zwischen den Partnern ausgetauscht werden und zu einer Verringerung des Strahlstromes führen. Dabei bestimmen nur der totale Wirkungsquerschnitt und der Restgasdruck über die Höhe der Verluste, die durch die Transmission Θ ausgedrückt werden.

$$\Theta = \frac{N_{\text{verlust}}}{N_{\text{SI}}} = e^{(n_{\text{RGA}} \cdot \sigma_{\text{WW}} \cdot s)} \quad (2.2.1)$$

In der LEBT ist die Zusammensetzung und der Druck des Restgases durch die Quelle bestimmt, und der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung ergibt sich aus der Strahlenergie. Bei der Erzeugung des He^+ -Strahles findet hauptsächlich folgende Umladungsreaktion entlang des Transportweges



statt. Für diese Reaktion ist in Abbildung 2.2.1 auf der linken Seite der totale Wechselwirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie dargestellt. Auf der rechten Seite ist die berechnete Transmission Θ als Funktion des Restgasdruckes bei einer Strahlenergie $W_b = 14$ keV abgebildet. Dabei ist zur Vereinfachung angenommen worden, dass der Druck in der LEBT-Sektion konstant ist, obwohl tatsächlich ein erheblicher Druckgradient zwischen Ionenquelle und RFQ zu erwarten ist. Um die Strahlstromverluste durch die Wechselwirkung mit dem Restgas zu reduzieren, wurde ein kompaktes differentielles Pumpsystem konstruiert. Dadurch wird erreicht, dass der Gasfluss aus der Ionenquelle effizient abgepumpt und der restliche Transportkanal durch eine Blende mit niedrigem Vakuumleitwert separiert wird. Bei den Experimenten herrschte in der Ionenquelle ein Druck von $p_1 = 2,4 \cdot 10^{-2}$ hPa, in der ersten Kammer der differentiellen Pumpstufe $p_2 = 5,24 \cdot 10^{-5}$ hPa, in der Kammer nach der Blende mit einem Radius von $d = 14$ mm $p_3 = 3,1 \cdot 10^{-6}$ hPa und in der LEBT-Sektion $p_4 = 2,9 \cdot 10^{-6}$ hPa. Dadurch war gewährleistet, dass die Strahlstromverluste durch Wechselwirkung mit dem Restgas auf einen sehr kurzen Bereich nach der Ionenquelle begrenzt blieben.

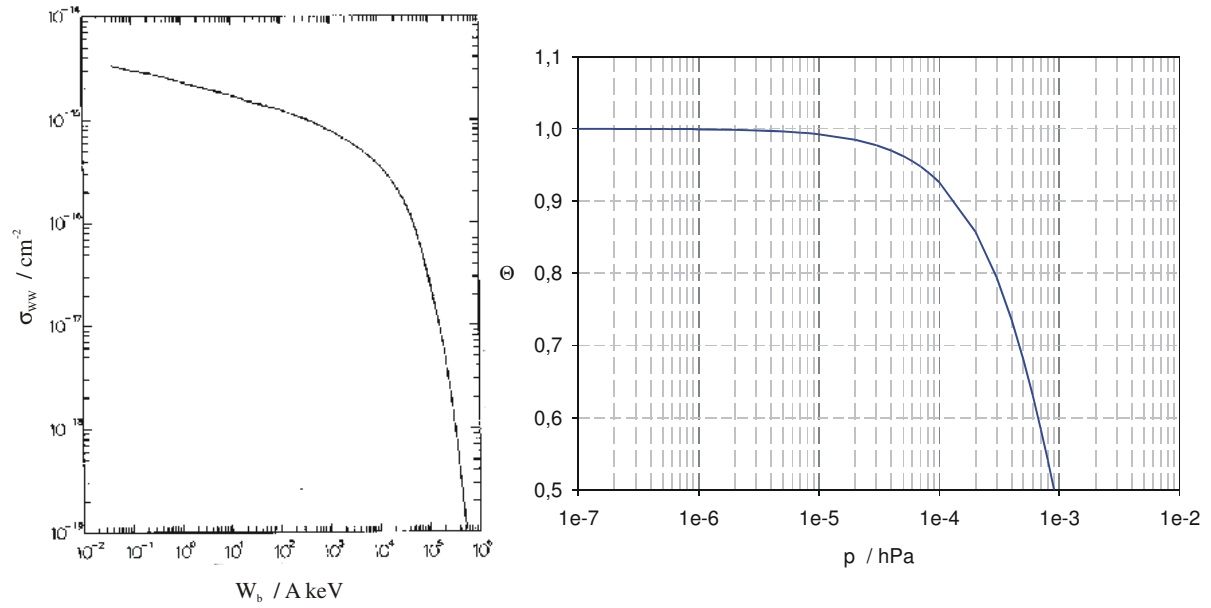


Abb. 2.2.1: Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie für die Reaktionsgleichung (2.2.2) [49] (links) und Transmission als Funktion des Restgasdruckes für einen Transportweg von $s = 0,8 \text{ m}$ bei einer Strahlenergie von $W_b = 14 \text{ keV}$

Wie bereits in Abschnitt 1.3.1 erwähnt, kommt es neben den Umladungsreaktionen aber auch zur Ionisation des Restgases durch die Strahlionen. Die so erzeugten Elektronen werden im positiven Potential des He^+ -Strahles eingeschlossen und führen zu einer Reduktion der Raumladungskräfte bzw. der generalisierten Perveanz. Der Kompensationsgrad ist ein Maß für die Neutralisation der Raumladung im Ionenstrahl und somit der lokalen Nettoladungsdichte.

$$K_{\text{raum}} = 1 - \frac{\rho_{\text{netto}}}{\rho_{\text{SI}}} \quad (2.2.3)$$

Diese Definition hat jedoch den Nachteil, dass sie zum einen über experimentell schwer zugängliche Größen (insbesondere der Kompensationsteilchendichten) definiert ist und zudem noch die für den Strahltransport relevante Wirkung nicht widerspiegelt. Daher wird oftmals eine Definition der Raumladungskompensation über die Potentialdifferenz im kompensierten $\Delta\Phi_{\text{komp}}$ sowie unkompensierten $\Delta\Phi_{\text{unkomp}}$ Strahl

$$K_{\text{raum}} = 1 - \frac{\Delta\Phi_{\text{komp}}}{\Delta\Phi_{\text{unkomp}}} \quad (2.2.4)$$

verwendet. Der Betrag für die Potentialdifferenz des unkompensierten Ionenstrahls kann aus dem Strahlstrom I und der Ionengeschwindigkeit v_{ion} unter Voraussetzung eines homogenen zylindersymmetrischen Strahles berechnet werden.

$$\Delta\Phi_{\text{unkomp}} = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 v_{\text{ion}}} \quad (2.2.5)$$

Mit Hilfe eines Restgasionenenergiespektrometers [50], wie es in Abbildung 2.2.2 dargestellt ist, lässt sich das Strahlpotential während des Transportes bestimmen.

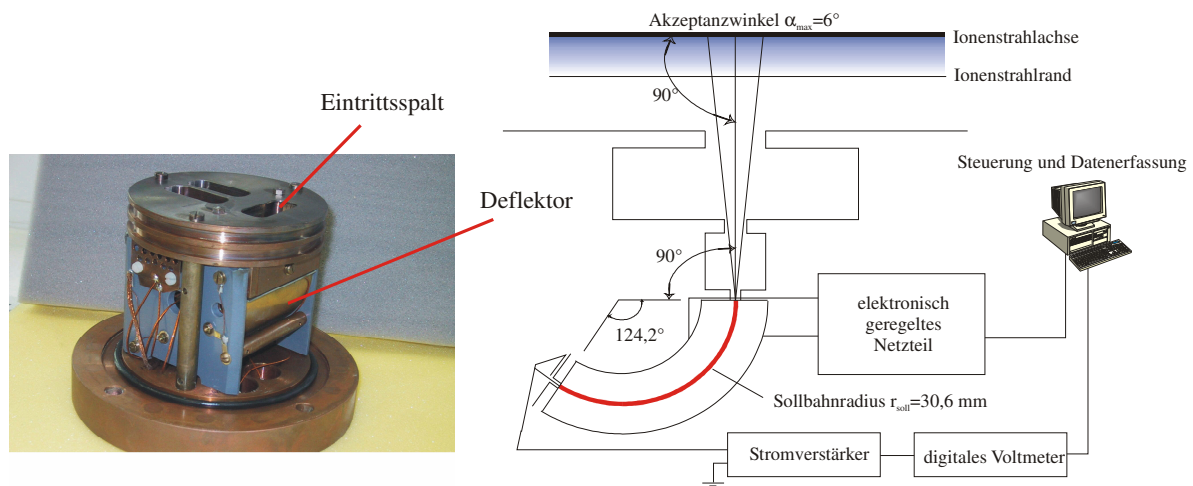


Abb. 2.2.2: Fotografie eines Restgasionenenergiespektrometers (Hughes- Rojansky Typ) und schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Spektrometers

Dabei werden die Restgasionen, die durch die Wechselwirkung des Ionenstrahles mit dem Restgas produziert werden und im Potential des Ionenstrahles radial beschleunigt werden, detektiert. Die kinetische Energie der Restgasionen ist direkt proportional zum Strahlpotential. Für die experimentelle Bestimmung des Kompensationsgrades musste der Restgasdruck in der LEBT-Sektion von $p_{3/4} = 3 \cdot 10^{-6}$ hPa auf $p_{3/4} = 3 \cdot 10^{-5}$ hPa erhöht werden, um ein verwertbares Messsignal am Spektrometer zu erhalten. Der Kompensationsgrad in der LEBT-Sektion lag bei $K_{\text{raum}} = 0,95$ beim Transport des He^+ -Strahles mit einer Strahlenergie von $W_b = 14$ keV und einem Strahlstrom von $I = 11,3$ mA. Aus zahlreichen Experimenten ist bekannt, dass sich mit steigendem Restgasdruck die Teilchendichten von Kompensationselektronen und Restgasionen erhöhen, der Kompensationsgrad aber konstant bleibt. Außerdem können Sekundärelektronen einen hohen Einfluss auf die Kompensation besitzen. Dies führt unter anderem auch zu einer Störung der Kompensation durch die Diagnostik, wie Emittanzmessanlage oder Faraday-Tasse, und damit zu einer Diskrepanz zwischen den Strahleigenschaften während einer Messung und dem ungestörten Strahltransport. Als Konsequenz aus der Raumladungskompensation ergibt sich, dass die transversale Kraft, die auf die Strahlionen wirkt, vermindert wird und sich somit die Änderung des Divergenzwinkels und des Radius des driftenden Ionenstrahles verringert.

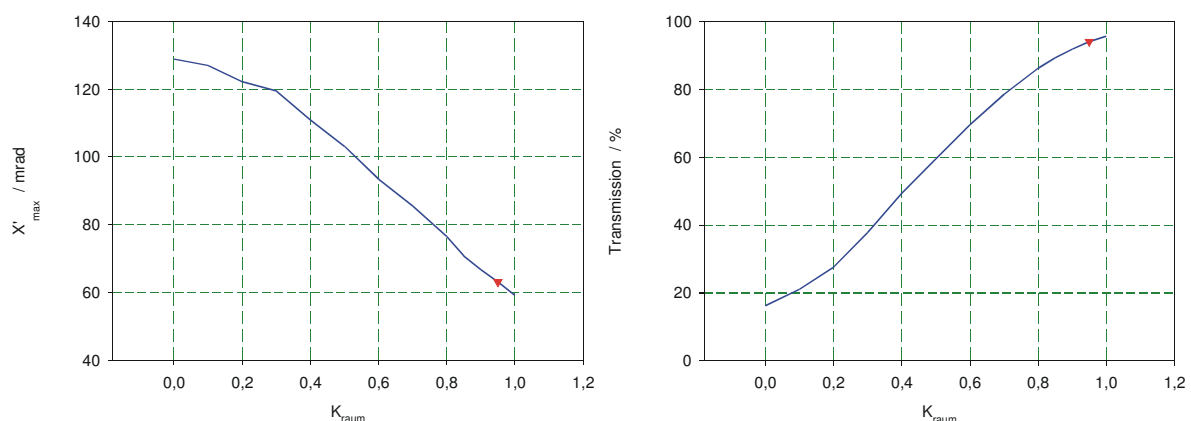


Abb. 2.2.3: Darstellung der Änderung des Divergenzwinkels als Funktion des Kompensationsgrades bei der numerischen Simulation einer Strahldrift der Länge $s = 0,48$ m, einer Strahlenergie $W_b = 14$ keV und einem Strahlstrom von $I = 11,3$ mA

In Abbildung 2.2.3 sind die Ergebnisse von Strahltransportsimulationen mit dem Transportprogramm LINTRA [51] dargestellt. Als Startbedingung wurde die gemessene Phasenraumverteilung und Strahlparameter aus Abbildung 2.1.10 verwendet. Der Ionenstrahl wurde bei einer Variation der Raumladung bis zur Position der Emittanzmeßanlage nach der zweiten Gabor-Linse ohne den Einfluss äußerer Felder transportiert. Bei einer Gesamtlänge von 0,805 m der LEBT-Sektion hatte der Strahlweg bei diesen Simulationen eine Länge von $s = 0,48$ m. Auf der linken Seite von Abbildung 2.2.3 ist der Divergenzwinkel am Ende der Transportstrecke als Funktion des Kompensationsgrades für den numerisch simulierten Transport des He^+ -Strahls dargestellt. Dagegen zeigt die rechte Seite die Transmission des Strahles für einen Strahlrohrradius von $R = 0,05$ m. Neben dem Einfluss der Raumladung auf die makroskopischen Strahleigenschaften und die Transmission durch einen gegebenen Transportkanal ergeben sich auch Auswirkungen auf die Verteilung der Strahlionen im Phasenraum. Folgt man einer Argumentation, die erstmals von [52] geäußert und dann von [53], [54] und [55] sowie anderen wieder aufgenommen wurde, wird durch den nichtlinearen Anteil der Eigenfelder des Strahles eine Umverteilung der Strahlionen im Phasenraum bewirkt, die den Betrag der RMS-Emittanz erhöht. Dabei ist das Wachstum der RMS-Emittanz gegeben durch die antreibende Kraft, die aus der Raumladung ausgedrückt durch die generalisierte Perveanz K sowie den nichtlinearen Anteil der Feldenergie ΔW_{nl} , gebildet wird.

$$\Delta \epsilon_{rms} = \sqrt{\epsilon_f^2 - \epsilon_i^2} = \sqrt{\frac{\bar{x}^2 K \Delta W_{nl}}{8}} \quad (2.2.6)$$

Wenn Anfangs- ϵ_i und Endemittanz ϵ_f bekannt sind, kann damit das durch die Raumladungskräfte ausgelöste Emittanzwachstum beschrieben werden. Dabei kann der nichtlineare Anteil der Feldenergie, der in Tabelle 2.2.1 für die verschiedenen Verteilungsfunktionen aufgeführt ist, mehr als 15 % der gesamten Feldenergie betragen. Bei sehr kleinen Anfangsemittanzen kann das durch Redistributionen erzeugte Emittanzwachstum mögliche Abbildungsfehler in einem Transportkanal überdecken.

	KV	Waterbag	Parabolisch	Konisch
Waterbag	0,02240	0		
Parabolisch	0,04704	0,02640	0	
Konisch	0,05632	0,03392	0,00928	0
Gauß	0,15444	0,13204	0,10740	0,09808

Tab. 2.2.1: *Maximaler Anteil der Feldenergie des Strahles, der durch Redistributionen im Phasenraum in ein Wachstum der RMS-Emittanz umgesetzt werden kann.*

Die Änderung der Verteilungsfunktion der Strahlionen resultiert aus der Umwandlung der nichtlinearen Feldenergie in kinetische Energie der Ionen und kann in einem DC-Strahl in den transversalen Ebenen als Thermalisierung verstanden werden. Die anfängliche Verteilungsfunktion im Strahl wird sich in eine homogene Verteilung transformieren. Im Geschwindigkeitsraum wird sich die anfängliche Verteilungsfunktion in eine Maxwell – Verteilung transformieren. Die Zeit, die für diesen Prozess benötigt wird, ist in Analogie zu den Überlegungen zur Thermalisierung des in der Gabor-Linse eingeschlossenen NNP durch den Kehrwert der Plasmafrequenz gegeben. Um das Emittanzwachstum einzuschränken, ergeben sich zwei Optionen. Eine Reduktion der Plasmafrequenz durch Raumladungskompensation und eine möglichst kurze Baulänge des Transportkanals würden zu einer Konservierung der Eingangsemittanz führen. In Abbildung 2.2.4 ist die Verteilungsfunktion der Strahlionen [56] ausgedrückt durch

$$V_t = \frac{\overline{x^4}}{\overline{x^2}^2} \quad (2.2.7)$$

als Funktion des Strahlweges s für zwei verschiedene Kompensationsgrade dargestellt.

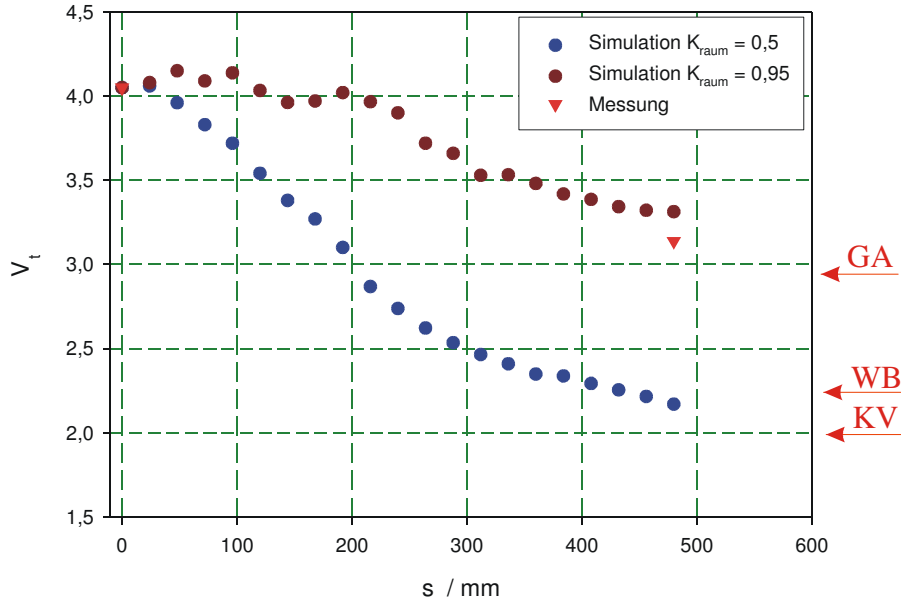


Abb. 2.2.4: Darstellung der Änderung der Verteilungsfunktion V_t als Funktion des Strahlweges für zwei verschiedene Kompensationsgrade bei der numerischen Simulation einer Strahldrift der Länge $s = 0,48$ m, einer Strahlenergie $W_b = 14$ keV und eines Strahlstromes von $I = 11,3$ mA

Für die numerische Simulation wurde wieder die Startverteilung aus Abbildung 2.1.10 benutzt und die Änderung der Verteilungsfunktion entlang des Transportweges untersucht. Am Ende des Transportkanals konnten die numerisch gewonnenen Resultate mit Messungen verglichen werden. Die Abweichung, die sich daraus ergab, ist auf eine Beschneidung des Strahlradius wegen des maximalen Hubs der Emittanzmessanlage zurückzuführen. Aus der Plasmafrequenz und der Ionengeschwindigkeit ergibt sich der Weg, den der Strahl bis zur vollständigen Thermalisierung zurück legt.

$$s_{relax} = \frac{v_{ion}}{\omega_{pi}} \quad (2.2.8)$$

Für den unkompensierten Strahltransport unter den oben genannten Bedingungen würde sich ein Weg von $s_{relax} = 1,19$ m ergeben. Bei einer Verringerung der Plasmafrequenz durch Raumladungskompensation mit $K_{raum} = 0,5$ ergibt sich ein Weg von $s_{relax} = 1,68$ m. Die Abweichung der Ergebnisse der Strahltransportsimulation von diesem Wert liegt darin begründet, dass der Kehrwert der Plasmafrequenz die maximale Zeit für den Ausgleich kleiner Störungen eines nichtneutralen Plasmas darstellt. Bei einem sehr hohen Anteil an nichtlinearer Feldenergie, also $V_t \gg 2$, sinkt die Relaxationszeit. In Abbildung 2.2.4 ist die Änderung der RMS-Emittanz als Funktion des Strahlweges für zwei verschiedene Kompensationsgrade dargestellt. Die Emittanz wächst allgemein bis zum Erreichen des

thermischen Gleichgewichtszustands des Ionenstrahles an. Danach können nur noch externe nichtlineare Kräfte zu einem weiteren Anstieg der RMS-Emittanz führen.

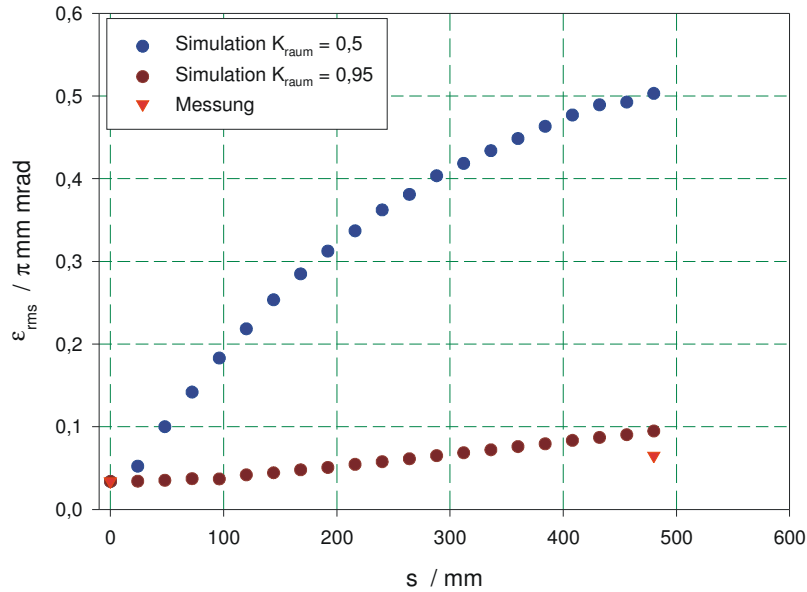


Abb. 2.2.5: Darstellung der RMS-Emittanz als Funktion des Strahlweges für zwei verschiedene Kompensationsgrade bei der numerischen Simulation einer Strahldrift der Länge $s = 0,48$ m, einer Strahlenergie $W_b = 14$ keV und einem Strahlstrom von $I = 11,3$ mA

Die Abweichung der gemessenen von der numerisch bestimmten Wert der Emittanz für einen Kompensationsgrad von $K_{\text{raum}} = 0,95$ liegt wieder in der oben genannten Begrenzung der Messung durch die Emittanzmeßanlage begründet. Das numerisch bestimmte Emittanzwachstum beträgt $\epsilon_f/\epsilon_i = 2,8$ und das am Ionenstrahl gemessene $\epsilon_f/\epsilon_i = 1,9$.

2.2.3. Strahlfokussierung

Zur Bestimmung der Fokussiereigenschaften der in der LEBT-Sektion verwendeten Gabor-Linsen wurde in einem ersten Schritt die Brennweiten der Linsen als Funktion der äußeren Felder bestimmt. Um die im Experiment in der Linse erzeugte Dichte an Ladungsträgern, mit den durch die Theorie und die Simulation vorhergesagten vergleichen zu können, ist es zunächst notwendig, aus der Winkeländerung des Ionenstrahles auf die dazu erforderlich Raumladungsdichte zu schließen. Dabei kann in dünner Linsennäherung und unter Annahme einer zylindrischen, homogen gefüllten Raumladungswolke die gemessene Brennweite f aus der Länge l des Zylinders und der Raumladungsdichte durch

$$\frac{1}{f} = \frac{\Delta x'}{x_0} = k^2 l = \frac{en_e}{4\epsilon_0} \frac{l}{W_b} \quad (2.2.9)$$

bestimmt werden. Hierbei bedeuten x_0 der Radius des Ionenstrahles in der Mitte der Linse, $\Delta x'$ die Winkeländerung des Ionenstrahles, k die Brechkraft der Linse und l die Länge der Elektronenwolke, die mit dem Abstand der Erdelektroden in der Linse korrespondiert, bei sonst üblichen Bezeichnungen. Die durchgeführten Experimente wurden mit numerischen Simulationen verglichen, bei denen mit LINTRA der Strahltransport durch die Linsen unter Berücksichtigung der inneren Raumladungsfelder, des Kompensationsgrades (95 % in den Driften, 100 % in den Linsen) und der durch das Programm GABORM ermittelten

Raumladungsfelder des NNP berechnet wird. Abbildung 2.2.6 zeigt das Ergebnis eines Experimentes, bei dem nur die erste Linse betrieben wurde. Die Linsenparameter waren dabei so gewählt, dass ein paralleler Strahl geformt wurde. Bei den Messungen hatte das radial einschließende Feld eine Stärke von $B_z = 7,96$ mT, und die Anode lag auf einer Spannung von $\Phi_A = 1,85$ kV gegenüber Erde. Im oberen Teil von Abbildung 2.2.6 ist die gemessene Phasenraumverteilung im linken Graph dargestellt.

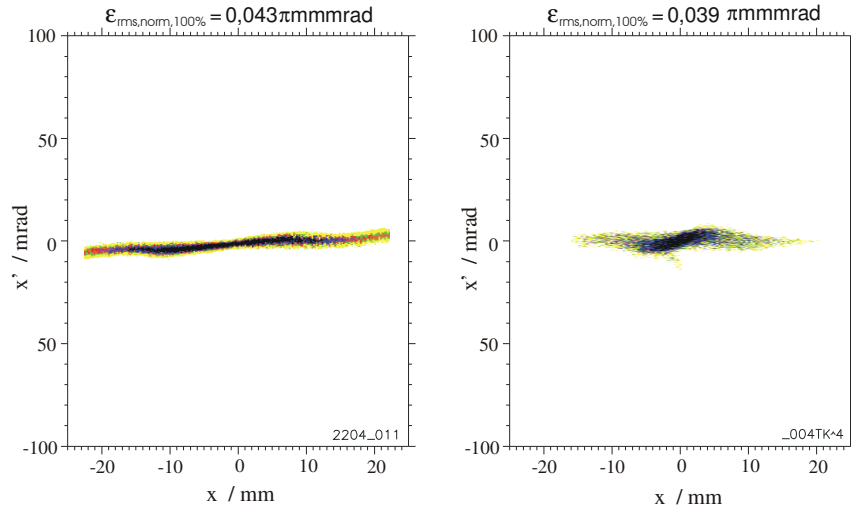


Abb. 2.2.6: Darstellung der gemessenen (links) und der durch die Strahltransportsimulation (rechts) bestimmten Phasenraumverteilung des He^+ -Strahles mit $W_b = 14$ keV und $I = 8,6$ mA beim Betrieb der ersten Linse mit $\Phi_A = 1850$ V und $B_z = 7,7$ mT.

Das beobachtete Emittanzwachstum beträgt $\epsilon_f/\epsilon_i = 1,95$ für die erste Linse einschließlich der Driftstrecke. Die zusätzlich beobachteten Strahl aberrationen treten achsnah auf, die gesamte Transformation ist jedoch in guter Näherung linear. Der Enveloppenwinkel hat sich bei der Abbildung um $\Delta x' = 60$ mrad gegenüber der Startverteilung (Abb. 2.1.10) geändert. Das Ergebnis der Strahltransportsimulationen ist im rechten Graph daneben zu sehen. Die aus der Simulation hervorgegangene Phasenraumverteilung ist der gemessenen, insbesondere was die Lage im Phasenraum betrifft, sehr ähnlich.

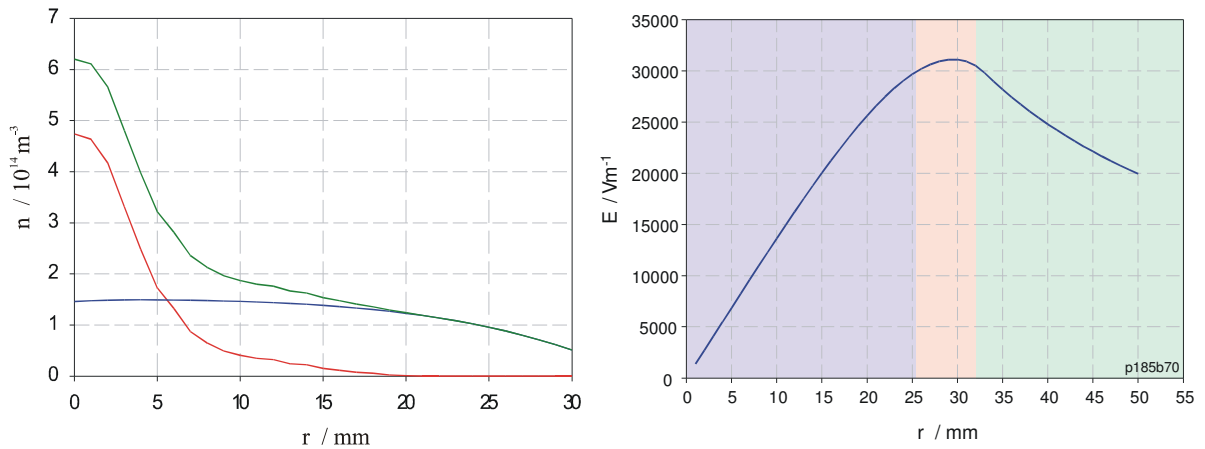


Abb. 2.2.7: Darstellung der numerisch bestimmten Ladungsträgerdichten (links) und des elektrischen Feldes des NNP (rechts) im Zentrum der Gabor-Linse als Funktion des Radius.

In Abbildung 2.2.7 links ist die Teilchendichte der Strahlionen (rot), die berechnete Nettoladungsdichte (grün) und die Elektronendichte (blau) in der Mitte der Linse als eine

Funktion des Radius aufgetragen. Wird ein Strahlradius von $r_s = 20$ mm in der Linse angenommen, dann ist die aus den Simulationen gewonnene Elektronendichte innerhalb dieses Radius bis auf eine Variation von 1,5 % konstant. Dies wird auch in der rechten Darstellung dieser Abbildung ersichtlich, bei der das elektrische Feld, das durch das eingeschlossene NNP erzeugt wird, als Funktion des Radius aufgetragen. Bis zu einem Radius von $r = 25$ mm ist die Funktion $E(r)$ in etwa linear. Der Rand des NNP liegt etwa bei $R_p = 30$ mm, danach fällt das Feld proportional zu r^{-1} ab. Für die weiteren Experimente wurde die Einstellung der ersten Linse konstant gehalten und die der zweiten Linse in einem ausgewählten Parameterraum variiert, um die Abbildungseigenschaften der Raumladungswolke als Funktion der externen Felder zu untersuchen. In Abbildung 2.2.8 ist eine exemplarische Messung für diese Untersuchung dargestellt. Dabei wurde die zweite Gabor-Linse so eingestellt, dass der Strahlfokus am Ort der Emittanzmessung lag.

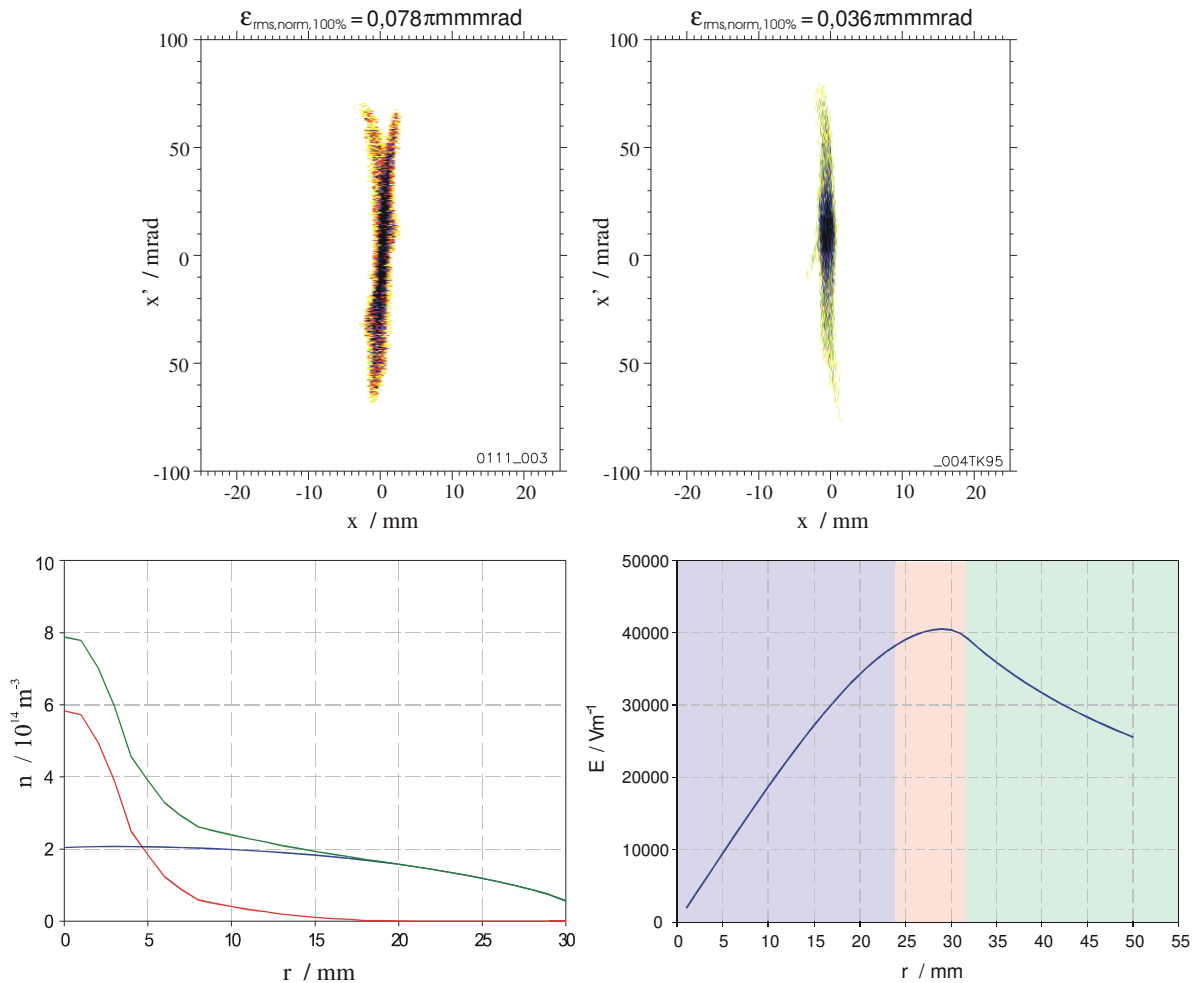


Abb. 2.2.8: Darstellung der gemessenen (links oben) und der durch die Strahltransportsimulation (rechts oben) bestimmten Phasenraumverteilung des He^+ -Strahles mit $W_b = 14$ keV und $I = 10,8$ mA beim Betrieb der zweiten Linse mit $\Phi_A = 2600$ V und $B_z = 9,2$ mT im unteren Teil der Abbildung Darstellung der numerisch bestimmten Ladungsträgerdichten (links) und des elektrischen Feldes des NNP (rechts) im Zentrum der Gabor-Linse als Funktion des Radius.

Das hierzu in der zweiten Linse notwendige magnetische Feld betrug $B_z = 9,2$ mT, die Anodenspannung $\Phi_A = 2,6$ kV. In Abbildung 2.2.8 ist die gemessene Phasenraumverteilung (oberer Graph, links) dargestellt. Auch hier ist, wie im vorangegangenen Fall, die Abbildung weitgehend linear. Es treten jedoch wieder Aberrationen im achsnahen Bereich auf. Eine

mögliche Ursache hierfür könnte ein Abfallen der Raumladungsdichte bei sehr kleinen Radien sein, darauf wurde schon in [27] hingewiesen. Durch die zweite Linse wurde der Enveloppenwinkel des Strahles um weitere $\Delta x' = 100$ mrad geändert. In diesem Fall betrug das gemessene Emittanzwachstum $\varepsilon_f/\varepsilon_i = 3,54$. Die zum Vergleich mit den Messergebnissen aus den Simulationen gewonnene Phasenraumverteilung ist in Abbildung 2.2.8 links oben dargestellt. Sie zeigt die gleiche Orientierung wie die Phasenraumverteilung der Messung, jedoch ohne die achsnahen Aberrationen. Dementsprechend sagt die Simulation auch kein weiteres Emittanzwachstum voraus. Eine mögliche Ursache dafür könnte sein, dass durch die im Vergleich zur ersten Linse überproportional angestiegene Anodenspannung das Gleichgewicht aus radialem und longitudinalem Einschluss etwas verschiebt. Im unteren Teil der Abbildung 2.2.8 kann der Nettoladungsträgerdichte (links) und dem Verlauf des elektrischen Feldes als Funktion des Radius (rechts) entnommen werden, dass bei einem angenommenen Strahlradius von $r_s = 20$ mm in der Linse die Dichte nur um ca. 2,6 % variiert. Daher sind die Aberrationen durch nichtlineare Felder bei einem Strahlradius unterhalb $r_s < 20$ mm vernachlässigbar. Für Strahlen mit einem Radius von mehr als 20 mm, ist jedoch mit stark nichtlinearen Effekten zu rechnen. Aus dem Vergleich der gemessenen Phasenraumverteilungen mit der Startverteilung lassen sich über Gleichung 2.2.9 Aussagen über die mittleren Elektronendichten in der Gabor-Linse gewinnen. Bei einer gemessenen Brennweite von $f = 0,366$ m für die erste Linse ergibt sich eine mittlere Plasmadichte von $n_e = 7,9 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$. Entsprechend kann bei der zweiten Linse und einer Brennweite von $f = 0,22$ m eine mittlere Plasmadichte von $n_e = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ angenommen werden. In Tabelle 2.2.2 werden die Teilchendichten der Raumladungswolke, wie sie durch die idealisierten radialen und longitudinalen Einschlussbedingung und die Simulationen berechnet wurden, mit den experimentellen Werten verglichen. Dabei wird für die erste Linse beim Vergleich zwischen dem numerisch ermittelten maximalen Füllgrad und der für den stabilen radialen Einschluss maximalen Dichte ein Füllgrad von 71% erreicht, beim longitudinalen Einschluss durch die Potentialwanne ergibt sich sogar ein Füllgrad von mehr als 90 %.

Linse 1	$n_{e,\max} [\text{m}^{-3}]$	$\bar{n}_e [\text{m}^{-3}]$	Linse 2	$n_{e,\max} [\text{m}^{-3}]$	$\bar{n}_e [\text{m}^{-3}]$
radialer Einschluss	$2.1 \cdot 10^{14}$	$2.1 \cdot 10^{14}$	radialer Einschluss	$2.9 \cdot 10^{14}$	$2.9 \cdot 10^{14}$
longitudinaler Einschluss	$1.6 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{14}$	longitudinaler Einschluss	$2.3 \cdot 10^{14}$	$2.3 \cdot 10^{14}$
Simulation	$1.5 \cdot 10^{14}$ (71%/93%)	$1.0 \cdot 10^{14}$ (48%/63%)	Simulation	$2.1 \cdot 10^{14}$ (56%/90%)	$1.4 \cdot 10^{14}$ (34%/61%)
Messung	-----	$7.9 \cdot 10^{13}$ (38%/49%)	Messung	-----	$1.4 \cdot 10^{14}$ (34%/61%)

Tab. 2.2.2: Vergleich der aus Theorie, Simulation und Experiment gewonnenen Teilchendichten des NNP, in Klammern der Füllgrad κ bezüglich der theoretischen Vorhersage für den radialen und longitudinalen Einschluss.

Die aus der Simulation gewonnene mittlere Dichte liegt bei 48 % und 63 % der Maximalwerte nach den klassischen Theorien. Diese deutliche Reduktion der mittleren Dichte gegenüber den maximal erreichten Werten zeigt im wesentlichen den Einfluss der longitudinalen Verteilung der Raumladungsdichte. Zwar reichen die Ränder der Raumladungswolke in longitudinaler Richtung bis zu dem von den Erdblenden vorgegebenen Werten, doch der Dichtegradient ist in dieser Raumrichtung nicht sehr steil, so dass ca. 1/3 der Wolkenlänge auf diese Anstiege entfallen. Zur Veranschaulichung dieses Sachverhaltes ist in Abbildung 2.2.9 die numerisch bestimmte Elektronendichte in der Gabor-Linse als Funktion von r und z dargestellt.

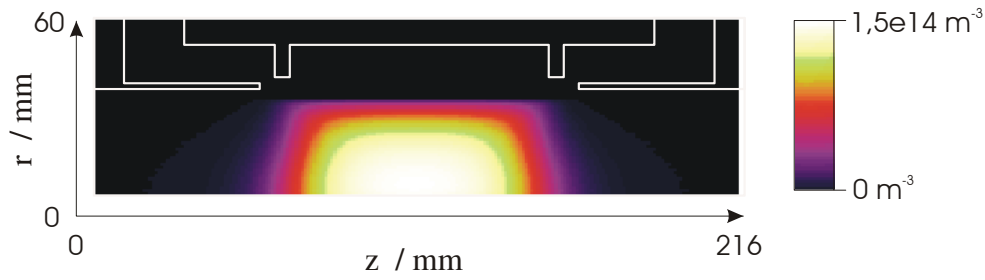


Abb. 2.2.9: Darstellung der numerisch bestimmten Elektronendichte in der Gabor-Linse als Funktion des Radius und der Länge

Bis auf die insgesamt reduzierte Fokussierkraft der Linse sind diese Gradienten in Strahlrichtung Teilchendynamisch jedoch nicht relevant, solange die Homogenität der Raumladungswolke in radialer Richtung an jeder longitudinalen Position erhalten bleibt. Dies ist im wesentlichen bei den vorgestellten Einstellungen der Fall, so dass hier die Summe aus vielen linearen Einzeltransformationen (für jeden longitudinalen Ort) wieder linear ist. Werden hierzu die aus den Experimenten ermittelten mittleren Dichten verglichen, so ergeben sich Füllgrade von 38 % und 49 % gegenüber der Theorie. Dies sind 79 % des Wertes, der aus den Simulationen gewonnen werden konnte. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die zweite Linse in Tabelle 2.2.2 (links). Bei diesem Experiment wurden für die maximale Teilchendichte der Raumladungswolke Füllgrade von 72 % für den radialen Einschluss und mehr als 90 % für den longitudinalen Einschluss erreicht. Bei den Werten für die mittlere Dichte steigt der Füllgrad auf 49% und 61 %. Der Vergleich zwischen der Simulation und dem Experiment ergibt identische Werte. Das heißt, dass in diesem Fall die gemessene mittlere Dichte von der Simulation exakt vorhergesagt wurde.

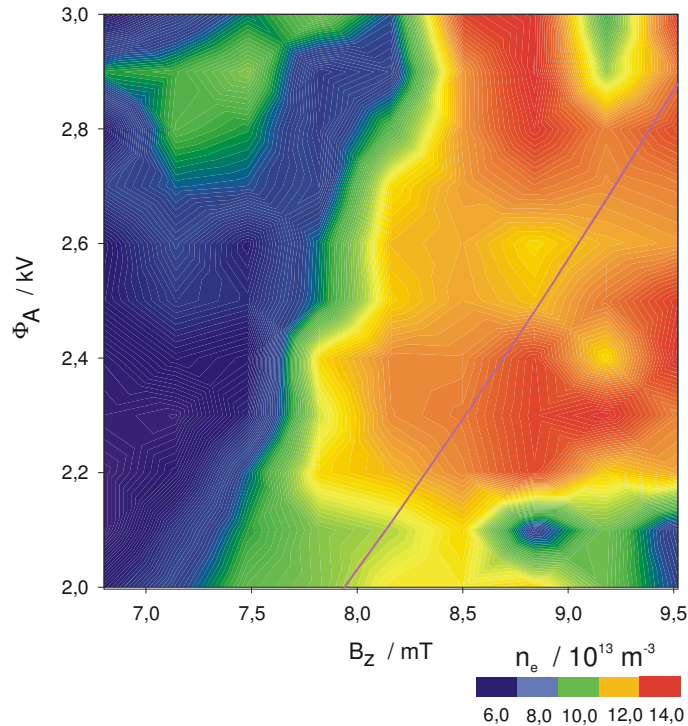


Abb. 2.2.10: Darstellung der experimentell bestimmten mittleren Elektronendichte in der Gabor-Linse als Funktion der Linsenparameter Φ_A und B_z .

Neben den ausführlich besprochenen Messergebnissen spiegelt die Gesamtheit der Messresultate das Verhalten des NNP bezüglich der an die Gabor-Linse angelegten externen Felder wieder. In Abbildung 2.2.10 ist die mittlere Elektronendichte als Funktion der Linsenparameter dargestellt. Die eingezeichnete Funktion repräsentiert Gleichung 1.2.3 und somit die Punkte, in denen die longitudinale Einschlussbedingungen gleich der in radialer Richtung ist und entspricht der Arbeitsfunktion der Gabor-Linse. Insgesamt verhält sich die Dichte des NNP wie es durch die Simulationen und in idealisierter Weise durch die Gleichungen 1.1.9 und 1.1.13 beschrieben wird. Dies wird besonders deutlich in Abbildung 2.2.11 dargestellt. Der auf die theoretische Einschlussbedingungen bezogene Füllgrad κ der Linse ist hier als Funktion der Linsenparameter aufgetragen und hat seine höchsten Beträge entlang der Arbeitsfunktion der Gabor-Linse.

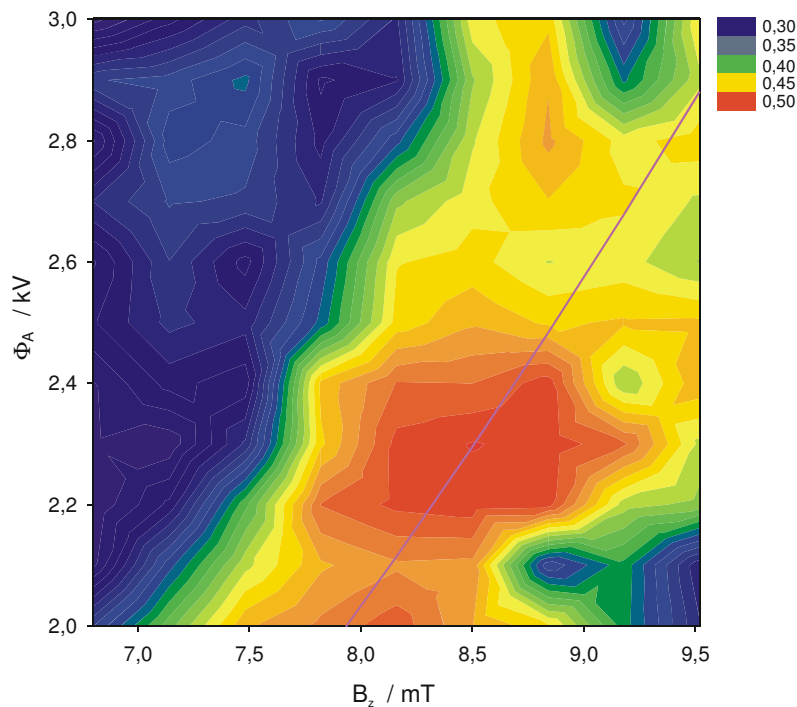


Abb. 2.2.11: Darstellung des experimentell bestimmten Füllgrades in der Gabor-Linse als Funktion der Linsenparameter Φ_A und B_z .

Die präsentierten experimentellen Ergebnisse zeigen, dass die von der Theorie vorhergesagten Raumladungsdichten nur lokal erreicht werden. Durch die starke radiale und longitudinale Abhängigkeit der Raumladungsdichtefunktion in der Linse wird die mittlere Raumladungsdichte auf etwa die Hälfte des theoretisch möglichen Wertes abgesenkt. Beim verwendeten Design der Linsen wurde bei den Experimenten ein mittlerer Füllgrad von mindestens 38 % ermittelt, dies ist mehr als das doppelte des Wertes, bei dem der Einsatz von Raumladungslinsen zum Strahltransport im Vergleich zu anderen Linsensystemen lohnend wird. Zugleich konnte gezeigt werden, dass beim Betrieb einer solchen Linse in radialer Richtung innerhalb von 20 mm eine praktisch homogene Ladungsträgerdichte erreicht wird. Dies führt zu einer im wesentlichen linearen Abbildung durch die Linse, und damit sinkt das beobachtete Emittanzwachstum auf Werte unterhalb dessen, was unter vergleichbaren Bedingungen mit konventionellen Linsensystemen erreicht wird. Allerdings zeigt Abbildung 2.2.12, in der das Emittanzwachstum ϵ_f/ϵ_i als Funktion der Linsenparameter dargestellt ist, dass die Abbildungseigenschaften der Elektronenwolke jenseits der Arbeitsfunktion durch die in Abschnitt 1.3.3 angesprochenen kollektiven Prozesse im NNP drastisch verschlechtert werden können.

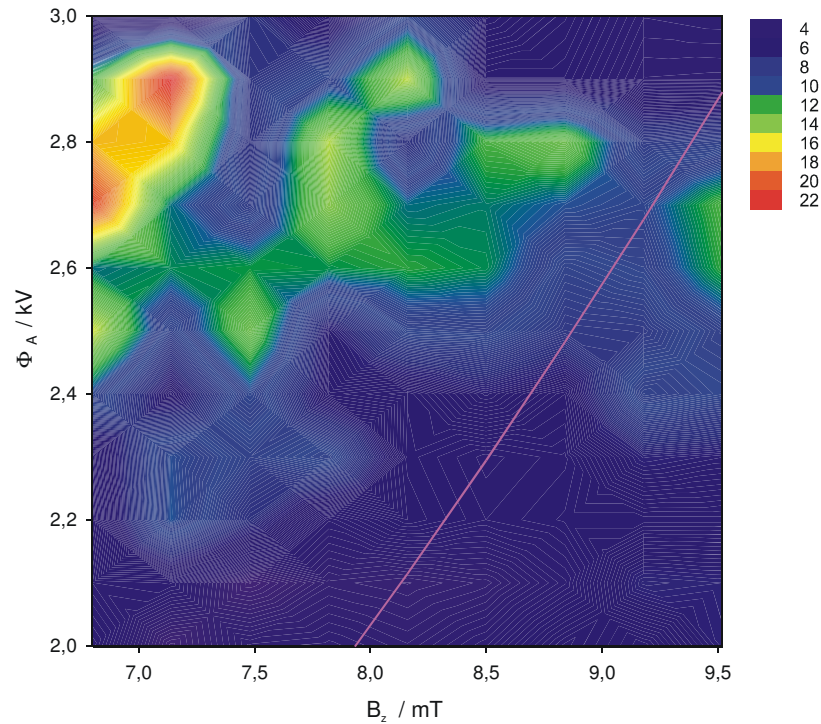


Abb. 2.2.12: Darstellung der experimentell bestimmten Abbildungseigenschaften der Gabor-Linse ausgedrückt durch das Emittanzwachstum ϵ_f/ϵ_i als Funktion der Linsenparameter Φ_A und B_z .

Beim Vergleich zwischen den Strahltransportsimulationen und den Ergebnissen der Experimente zeigt sich eine gute Übereinstimmung sowohl bei der vorhergesagten Brechkraft wie auch der Abbildungsqualität. Die gezeigten Fortschritte waren nur durch den Einsatz der selbstkonsistenten Simulationen der Raumladungsdichten ein sorgfältiges Design der äußeren Felder und deren Abstimmung im Betrieb sowie durch die deutliche Reduktion des Restgasdruckes in den Linsen möglich. Insbesondere die Definition einer Arbeitsfunktion für eine Gabor-Linse bedeutet einen Fortschritt beim Betrieb dieses Linsentyps bezüglich der Abbildungseigenschaften. In früheren Experimenten blieben die Erwartungen an ein geringes Emittanzwachstum weit hinter den gemessenen Resultaten zurück. Dies lag jedoch daran, dass es im Gegensatz zu konventionellen Linsensystemen keinen beliebigen Parametersatz für die zur Strahlfokussierung nötigen Felder gibt. Sehr deutlich wird dieser Sachverhalt, wenn zur Charakterisierung der Ionenoptik die Brennweite f einer Linse mit dem durch die Linse verursachten Emittanzwachstum multipliziert wird.

$$B = \Delta\epsilon_{rms} \cdot f \quad (2.2.10)$$

Bei sehr kleinen Brennweiten und dementsprechend hoher Fokussierstärke und einem geringen Emittanzwachstum ergeben sich für dieses Produkt kleine Werte. Mit diesem Indikator lässt sich die Arbeitsfunktion einer Gabor-Linse identifizieren und ermöglicht somit hinsichtlich der Brechkraft und der Abbildungseigenschaften eine optimale Fokussierung eines Ionenstrahles mit einem NNP. In Abbildung 2.2.13 ist das Produkt aus Emittanzwachstum und Brennweite als Funktion der Linsenparameter dargestellt.

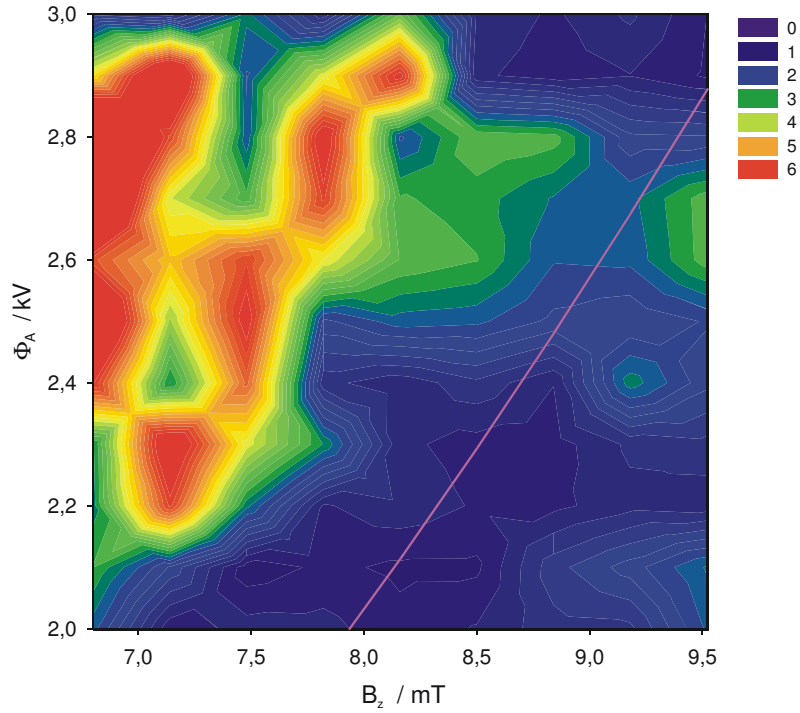


Abb. 2.2.13: Darstellung des Produktes aus Emittanzwachstum und Brennweite als Funktion der Linsenparameter Φ_A und B_z .

2.2.4. Zeitliche Variation der Strahlfokussierung

In einem weiteren Experiment zum Strahltransport im niederenergetischen Bereich sollte untersucht werden, welche Einflüsse eine zeitliche Änderung der externen Felder auf die Abbildungseigenschaften des NNP haben. Dazu wurde die erste Gabor-Linse wieder so eingestellt, dass sie einen Parallelstrahl formte. Bei der zweiten Linse wurde ein konstantes magnetisches Feld von $B_z = 8,5$ mT eingestellt und das Anodenpotential mit einem schnellen Schalter zwischen $\Phi_{A,0} = 500$ V und $\Phi_{A,1} = 1900$ V geändert. In Abbildung 2.2.14 ist der zeitliche Verlauf des Anodenpotentials zusammen mit dem Triggersignal dargestellt.

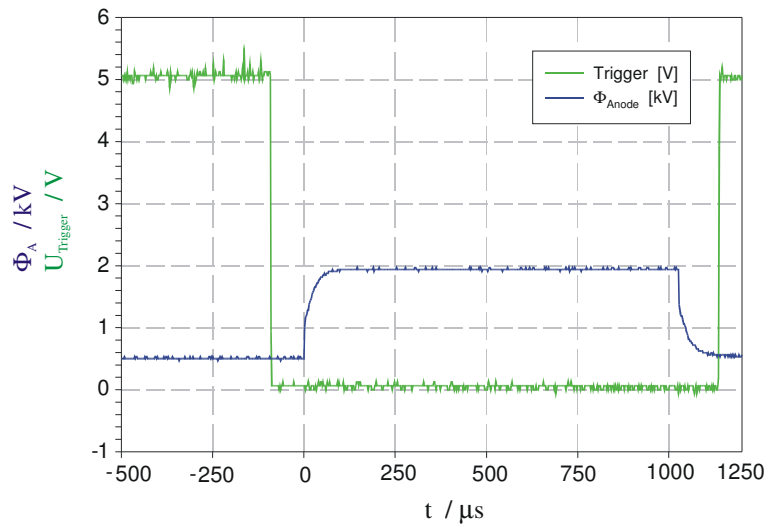


Abb. 2.2.14: Darstellung des Anodenpotentials Φ_A in der zweiten Gabor-Linse als Funktion der Zeit.

Das Potential wird 100 μs nach dem Triggersignal eingeschaltet, die Pulslänge beträgt etwa 1 ms und die Wiederholfrequenz liegt bei 50 Hz. Durch dieses Experiment sollte überprüft werden, wie schnell die Dichte des NNP anwächst und ob diese Resultate mit den theoretischen Werten zur Aufbauzeit der Raumladungswolke aus Abschnitt 1.3.1 vergleichbar sind. Da die Schaltelektronik und die Netzteile, die für diesen Versuch zur Verfügung standen, bezüglich ihrer Schaltzeiten sehr träge waren, waren die zeitlichen Abläufe der beobachteten Prozesse vor allem durch den Versuchsaufbau bestimmt. Ein zweiter Nachteil war die Beschränkung der zu schaltenden Potentialdifferenz zwischen 500 V und 2000 V. Das hatte zur Folge, dass in der Linse zur Zeit $t = 0$ s schon ein dünnes NNP eingeschlossen war und somit die tatsächliche Aufbauzeit, die Aussagen über die Erzeugungsmechanismen der freien Elektronen zugelassen hätte nicht bestimmt werden konnte. Trotzdem sollen an dieser Stelle die experimentellen Befunde kurz vorgestellt werden.

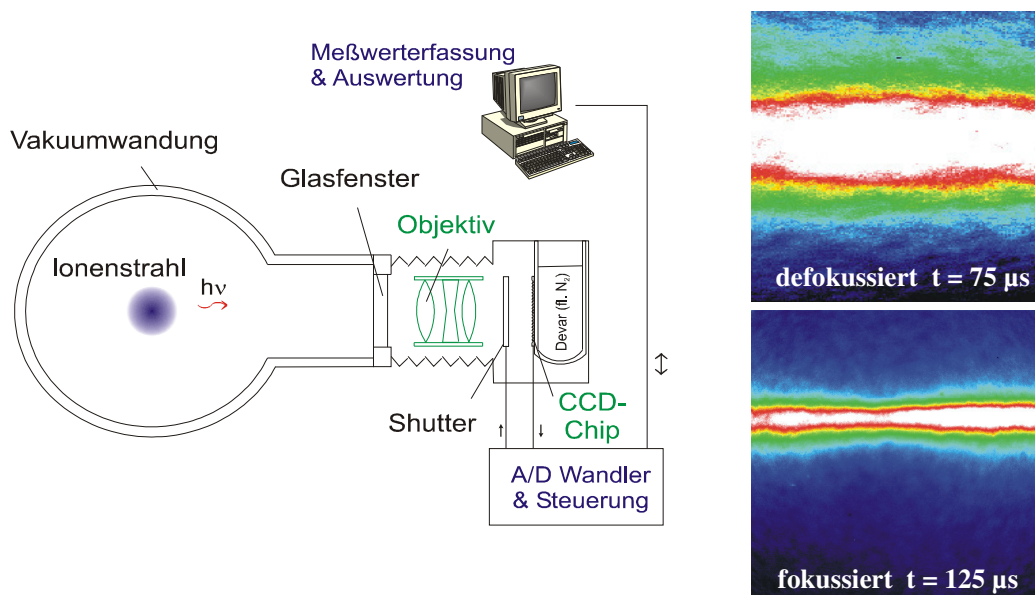


Abb. 2.2.15: Schematische Darstellung des Messprinzips zur optischen Bestimmung der Strahlionendichtepprofile und zwei exemplarische Messungen des defokussierten und fokussierten Ionenstrahles.

Der Ionenstrahl wurde für diese Messungen mit einer CCD-Kamera bei einer Zeitauflösung von $\Delta t = 25 \mu\text{s}$ detektiert. Durch die Wechselwirkung der Strahlionen mit dem Restgas werden Photonen emittiert, deren Anzahl proportional zur Strahlionendichte ist. In Abbildung 2.2.15 sind die optisch gemessenen Strahlionendichtepprofile als Funktion der Zeit dargestellt. Der Strahlradius ändert sich bei diesen Messungen simultan mit der Anodenspannung. Daraus folgt, dass die Aufbauzeit des NNP $\tau \leq 50 \mu\text{s}$ sein muss. Aus den Simulationen des Einschlusses der Raumladungswolke ergibt sich für die Startbedingung $\Phi_A = 500$ V und $B_z = 8,5$ mT zur Zeit $t = 0$ eine mittlere Elektronendichte von $n_{e,0} = 1,9 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$. Nach der gemessenen Aufbauzeit beträgt die experimentell bestimmte mittlere Elektronendichte $n_{e,1} = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ für einen Restgasdruck von $p = 6,3 \cdot 10^{-4}$ hPa ergibt sich für die Reaktion 1.3.2 eine Aufbauzeit von $\tau = 785 \mu\text{s}$, für Reaktion 1.3.3 $\tau = 779 \mu\text{s}$, und für 1.3.4 ergibt sich eine Aufbauzeit von $\tau = 2663 \mu\text{s}$. Keine der theoretisch bestimmten Füllzeiten korrespondiert mit der experimentell bestimmten Zeit, die noch dazu durch die verwendeten Geräte limitiert war. Die Ursache hierfür könnte in einem zusätzlichen Produktionsmechanismus für die Linsenelektronen durch Feldemission liegen. Genauere Untersuchungen dazu stehen jedoch noch aus.

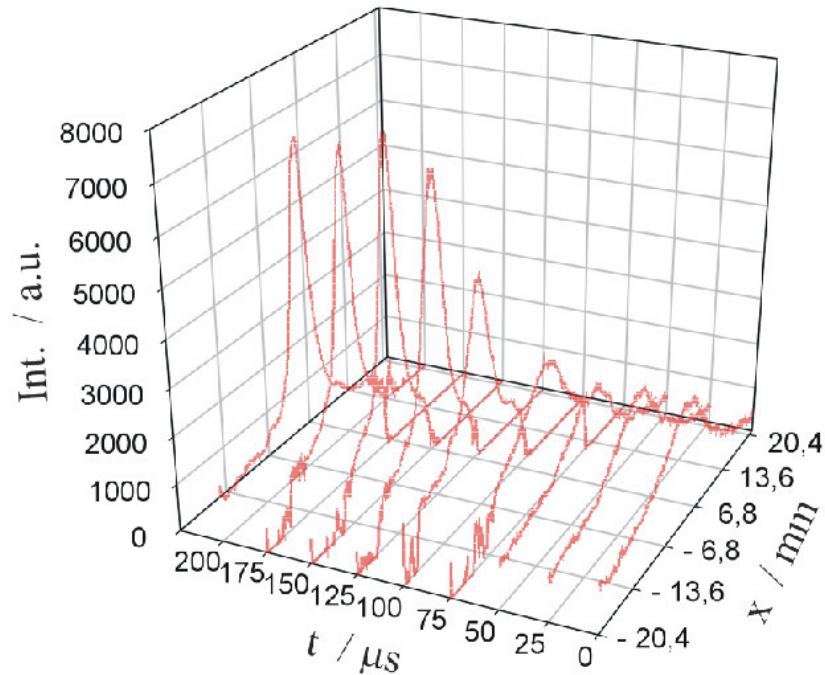


Abb. 2.2.15: Darstellung des optischen Profile des Ionenstrahles als Funktion der Zeit bei einer Pulsung des Anodenpotentials Φ_A in der zweiten Gabor-Linse mit zeitlich konstantem radialen Einschluss.

Insgesamt lässt sich aber sagen, dass die Linse trotz einer zeitlichen Variation des longitudinalen Einschlusses innerhalb des Hochspannungspulses keine Abbildungsfehler des Ionenstrahles zeigt. Denn ein weiterer wichtiger Aspekt des beschriebenen Experimentes war, die zeitliche Stabilität des NNP bei kurzzeitigen Störungen, wie z.B. Variation des Anodenpotentials, zu untersuchen..

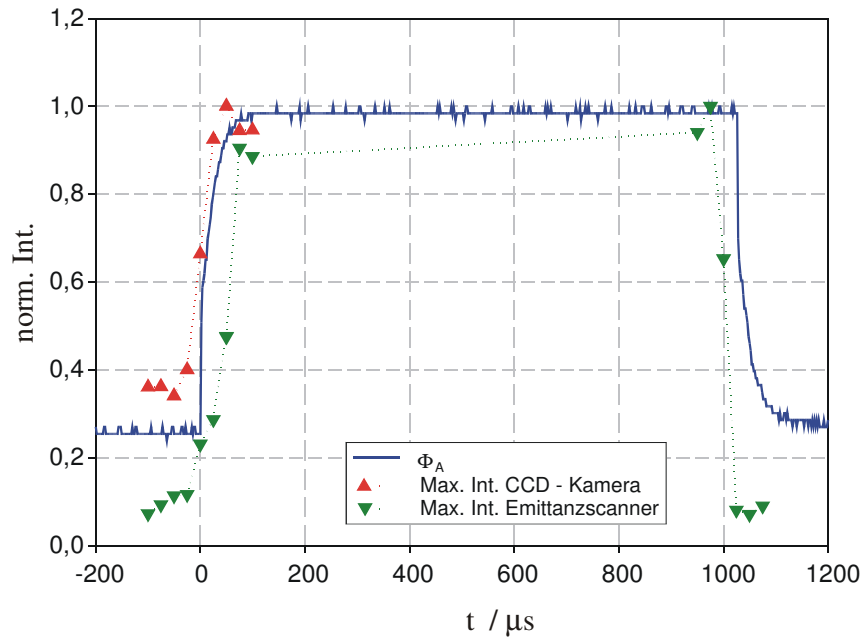


Abb. 2.2.16: Darstellung der auf eins normierten Intensitätsmaxima aus den mit der CCD-Kamera (rot) und mit der Emittanzmessanlage (grün) gemessenen Strahlionendichteprofilen zusammen mit dem zeitlichen Verlauf des Anodenpotentials (blau).

In Abbildung 2.2.16 sind die auf eins normierten Intensitätsmaxima aus den CCD-Kameramessungen und den Emittanzmessungen zusammen mit dem zeitlichen Verlauf des Anodenpotentials dargestellt. Die zeitaufgelösten Messungen der Emittanz des Ionenstrahles zeigten innerhalb des Hochspannungspulses keine signifikante Änderung. Dadurch konnten zeitliche Instabilitäten des NNP ausgeschlossen werden. Dieses Resultat ist insofern von Bedeutung, als sich dadurch auch beim Transport gepulster Ionenstrahlen keine Abbildungsfehler durch induzierte kollektive Instabilitäten ergeben sollten.

2.3. Strahltransport und Beschleunigung durch den RFQ

2.3.1. Aufbau und Funktion des RFQ

Für die Experimente zur Injektion des niederenergetischen Ionenstrahles in eine Beschleunigerstruktur konnte ein RFQ-Beschleuniger [57,58] durch Herrn Professor Schempp zur Verfügung gestellt werden. In Abbildung 2.3.0 sind die Elektroden, die für eine Fokussierung und durch ihre Modulation für eine Beschleunigung des Ionenstrahles sorgen, schematisch dargestellt. Auf der Fotografie ist der geöffnete Vakuumtank mit den montierten Elektroden zu sehen.

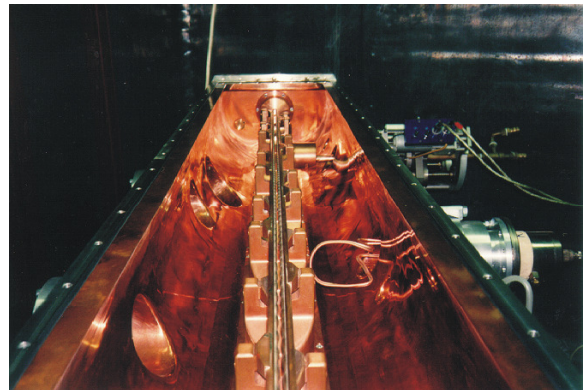
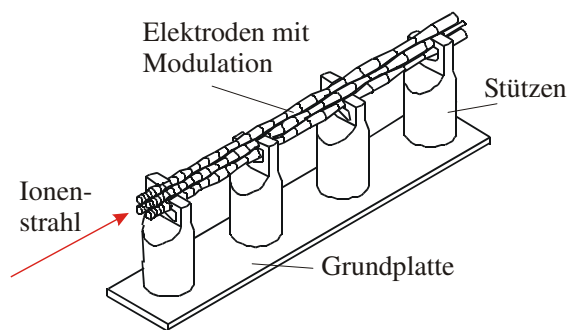


Abb. 2.3.0: Schematische Darstellung der Elektroden und Fotografie des geöffneten Tanks mit montierten Elektroden des verwendeten Four-Rod-RFQ

Eine ausführliche Abhandlung über die Konstruktion, Fertigung und Bestimmung der Eigenschaften des verwendeten so genannten Four-Rod-RFQ's finden sich in [59]. Bei der Übernahme befand sich der Beschleuniger, an dem bereits Hochleistungstest durchgeführt wurden, aber der noch nie im Strahlbetrieb eingesetzt war, in einem nicht betriebsbereiten Zustand. Da die Einkopplung ebenso wie der für das Frequenztuning nötige Tauchkolben fehlten, mussten diese Komponenten erneuert werden. Aus Zeitgründen konnte kein erneutes Justieren der Elektroden erfolgen, so dass sich eine wahrscheinliche Dejustage des Systems auf die Transmission bemerkbar machen sollte. Nach der Reinigung des Beschleunigers wurden zuerst die neue Einkopplung und der Frequenztuner installiert, die Resonanzfrequenz des Systems bestimmt und die Einkopplung inklusive der Zuleitungen zum HF-Verstärker eingemessen.

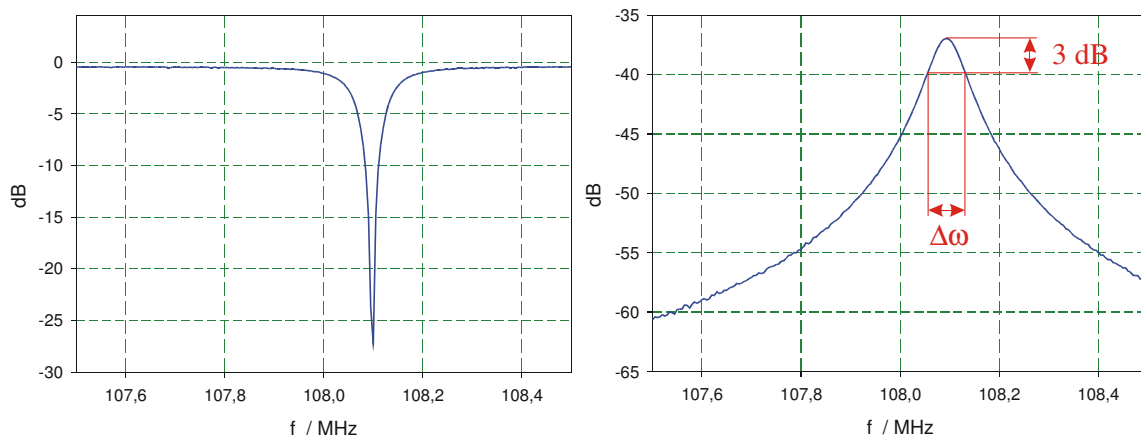


Abb. 2.3.1: Darstellung des Frequenzspektrums der S11-Messung zur Bestimmung der Resonanzfrequenz (links) und der S21-Messung zur Bestimmung der Güte des RFQ (rechts)

In Abbildung 2.3.1 ist links das Frequenzspektrum, das mit einem Networkanalyser im S11-Mode, also über die Reflexion des Referenzsignals, aufgenommen wurde, dargestellt. Die Resonanzfrequenz beträgt $f_0 = 108,09$ MHz. Auf der rechten Seite ist eine Messung im S21-Mode dargestellt. Bei dieser Messung wird das Referenzsignal über die Einkoppelschleife in den Resonator eingekoppelt und über eine definierte Probe aus dem Resonator ausgekoppelt und im zweiten Kanal des Networkanalyser detektiert. Aus der Transmission des Signals lässt sich die Güte des RFQ durch die 3dB-Methode bestimmen.

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (2.3.1)$$

Die Güte des RFQ konnte durch diese Messung auf $Q = 2700$ bestimmt werden. Im nächsten Schritt wurde die Funktion des Tauchkolbens überprüft, mit dem eine Änderung der Resonanzfrequenz des Resonators, dem beim Four-Rod-RFQ nicht der Vakuumtank sondern das Elektroden-Stützensystem mit Grundplatte entspricht, wie es in Abbildung 2.3.0 links dargestellt ist, ausgeglichen werden kann. Die Änderung der Resonanzfrequenz ist z.B. auf eine geometrische Änderung durch Erwärmung des Resonators zurückzuführen und wird durch eine Erhöhung oder Verringerung der Induktivität des Leitungsresonators variiert. In Abbildung 2.3.2 ist die Frequenzänderung als Funktion der Position des Tauchkolbens links dargestellt. Auf der rechten Seite ist die Güte als Funktion der Position des Frequenz-tuners abgebildet.

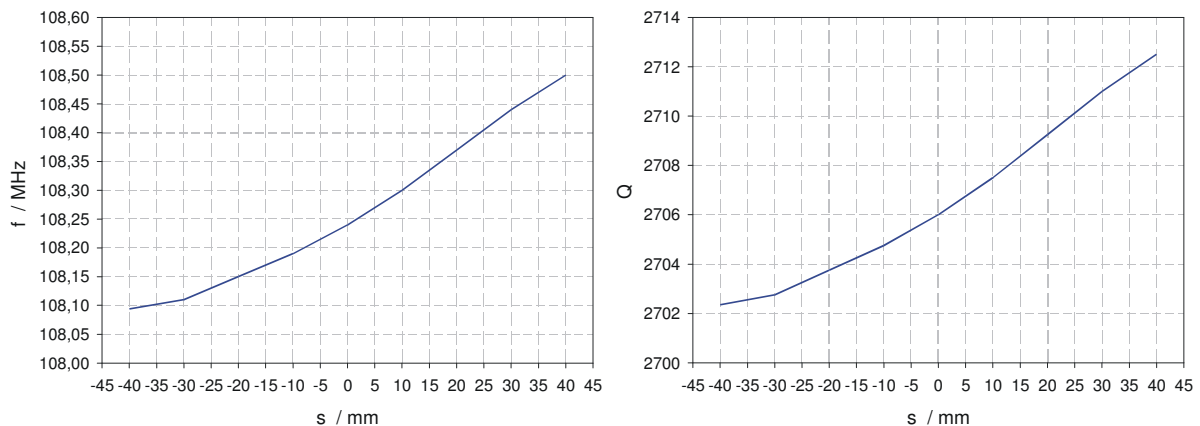


Abb. 2.3.2: Darstellung der Frequenz (links) und der Güte des RFQ's (rechts) als Funktion der Position des Tauchkolbens

Die Konditionierung des RFQ's erfolgte bis zu einer Leistung von $P_{\text{RFQ}} = 28$ kW, wobei die Pulslänge $t = 1,25$ ms betrug. Das Tastverhältnis lag bei der Konditionierung wie auch bei allen präsentierten Messungen bei 1,5%. Zeitgleich wurde eine Auskoppelsonde, die zur Bestimmung der in den RFQ eingekoppelten Leistung benutzt wurde, geeicht. In Abbildung 2.3.3 ist die durch die Auskoppelsonde detektierte Leistung gegen die am Senderverstärker vorgegebene Leistung aufgetragen. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann davon ausgegangen werden, dass beide Größen korrelieren. Diese Messungen sind jedoch erfahrungsgemäß mit einem Fehler von 10-20% behaftet. Bei der Wiederinbetriebnahme des RFQ's konnte festgestellt werden, dass die in [59] dargestellten Resultate reproduzierbar sind, und später konnten diese auch durch weitere experimentelle Befunde untermauert werden. Nach dem Abschluss dieser Arbeiten wurde der RFQ mit der LEBT-Sektion verbunden, so dass der Abstand zwischen den Elektroden des RFQ's und der zweiten Gabor-Linse identisch mit dem Abstand der Emittanzmeßanlage zur zweiten Linse war. Nach dem RFQ wurde eine Diagnosekammer installiert, die in Abbildung 2.3.4 dargestellt ist.

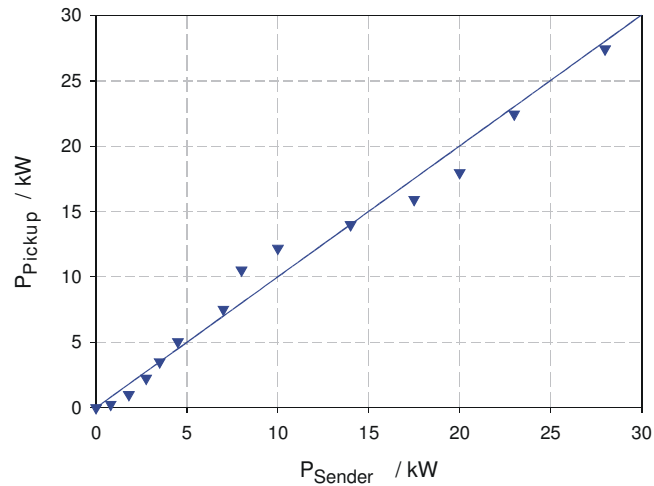


Abb. 2.3.3: Darstellung der im Resonator detektierten Leistung als Funktion der Senderleistung

Neben Strahlstrom und Emittanzmessungen konnte das Strahlionendichteprofil mit einer CCD-Kamera und die kinetische Energie der Strahlionen mit einem Analysiermagneten bestimmt werden.

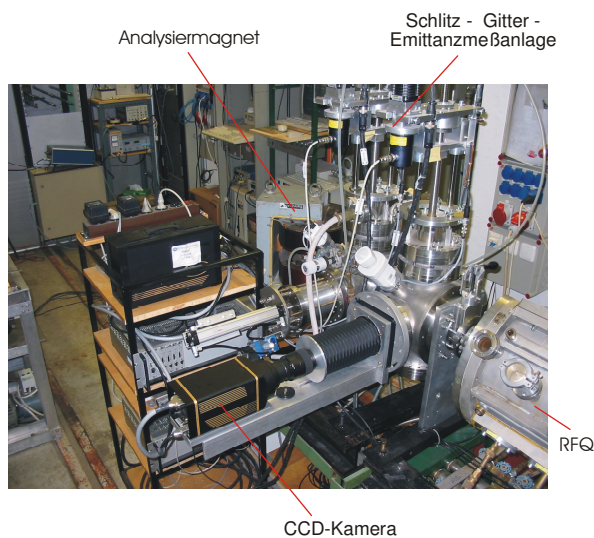
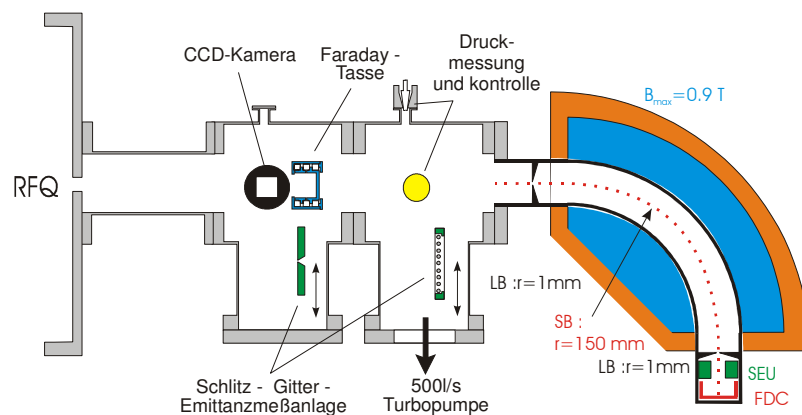
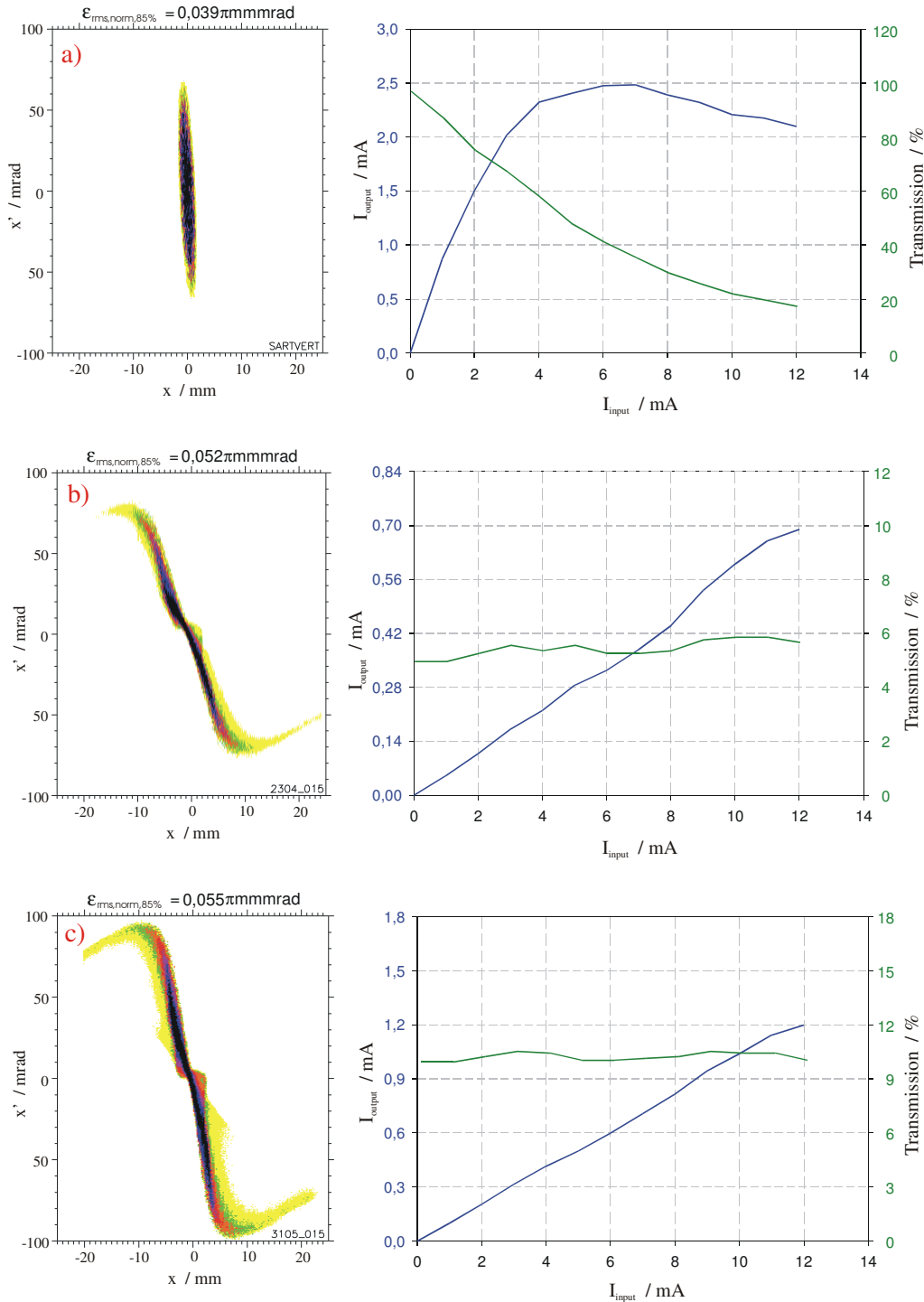


Abb. 2.3.4: Schematische Darstellung der Ionenstrahldiagnose nach dem RFQ

2.3.2. Transmission durch den RFQ

Eine wichtige Größe beim Transport von Ionenstrahlen durch Beschleunigerstrukturen ist die Transmission, das Verhältnis zwischen injiziertem und extrahiertem Strahlstrom. Da diese Größe von einer Reihe von Parametern abhängig ist, soll zuerst untersucht werden, welchen Einfluss die durch die LEBT-Sektion am Eingang des RFQ's bereitgestellte Strahlionendichteverteilung auf die Transmission hat. Dazu wurden die am Injektionspunkt gemessenen Emittanzen für die numerische Simulation des Strahltransports durch den RFQ mit dem Programm PARMTEQ als Startverteilungen benutzt. In Abbildung 2.3.5 (a-e) sind exemplarisch vier verschiedene Fälle im Vergleich mit der numerisch generierten auf den verwendeten RFQ angepassten Startverteilung (a) dargestellt.



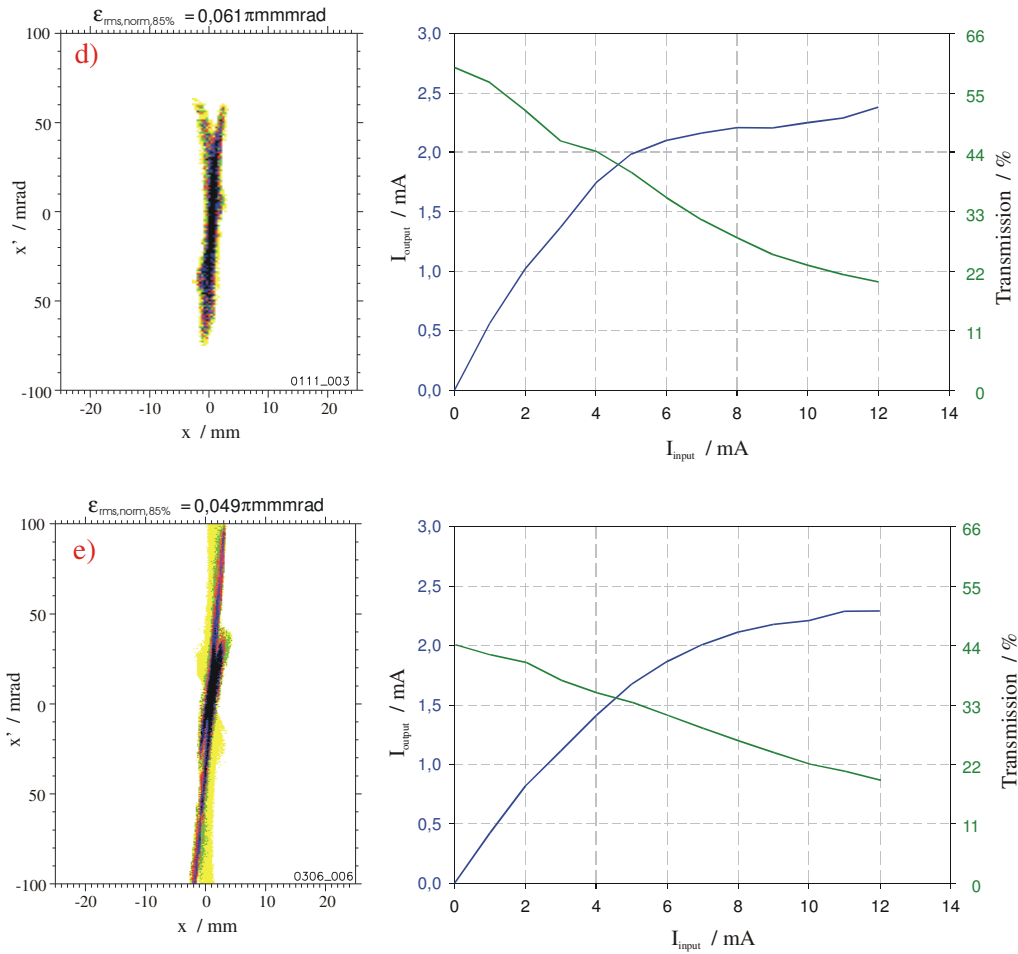


Abb. 2.3.5: Darstellung der Startverteilungen (links) für die numerische Bestimmung der Transmission als Funktion des Strahlstromes (rechts) am Eingang des RFQ für vier verschiedene Fokussierstärken in der zweiten Gabor-Linse (b–e) im Vergleich mit der numerisch generierten Startverteilung (a), alle Rechnungen wurden für konstante Leistung $P_{\text{RFQ}} = 8 \text{ kW}$ im RFQ und bei gleicher Injektionsenergie $W_b = 3,5 \text{ A} \cdot \text{keV}$ durchgeführt.

Bei der numerisch erzeugten Startverteilung handelt es sich um eine Waterbag-Verteilung, die innerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers mit $r'_{s, \text{max}} = -60 \text{ mrad}$ (konvergent) und $r_{s, \text{max}} = 2 \text{ mm}$ liegt. In Abbildung 2.3.5 a) ist links die Phasenraumverteilung im $x-x'$ -Raum mit der zugehörigen RMS-Emittanz dargestellt. Auf der rechten Seite ist in blau der transportierte Strahlstrom als Funktion des injizierten Stromes aufgezeichnet und in grün die sich aus dieser Funktion ergebende Transmission. In den Abbildungen 2.3.5 b-e) sind die Ergebnisse dieser Untersuchung für verschiedene Fokussierstärken in der zweiten Gabor – Linse dargestellt. Die Variation der Linsenparameter folgt dabei der in Abschnitt 2.2.3 diskutierten Arbeitsfunktion der Linse. Deutlich ist eine Zunahme des Divergenzwinkels und eine Abnahme des Strahlradius zu erkennen, so dass der Ionenstrahl bei steigender Fokussierstärke mehr und mehr in die Akzeptanz des RFQ abgebildet wird. In den Fällen b) und c) liegt jedoch noch ein erheblich Anteil des Strahles außerhalb der geforderten Parameter, so dass auch die Transmission, wie zu erwarten war, unter 10% liegt. Für die Linsenparameter in d), die mit denen aus Abbildung 2.2.8 identisch sind, wird der Ionenstrahl für die vorgestellten Experimente am besten in den RFQ injiziert. Die Transmission hat im Nullstromfall, d.h. beim Transport ohne Berücksichtigung der Raumladung, einen Wert von 59,1%. Bei Erhöhung des Strahlstromes nimmt die Transmission kontinuierlich ab, ist aber bei einem Strom von $I_{\text{input}} = 11 \text{ mA}$ etwas größer, als beim Transport der numerisch generierten Verteilung. Die Ursache hierfür könnte der Unterschied zwischen beiden

Strahlionendichteverteilungen insbesondere in der Nähe der Strahlachse darstellen. Das bedeutet, dass, obwohl der Strahl nicht vollständig in die Akzeptanz des RFQ's abgebildet werden kann, die Anzahl der Teilchen, die sich in der Nähe der Strahlachse befinden und deshalb im RFQ nicht transversal verloren gehen, größer ist als bei der Modellverteilung. Im letzten Fall in Abbildung 2.3.5 e) ist die Fokussierstärke der Gabor-Linse so gewählt, dass der Ionenstrahl bereits überfokussiert ist. Für diesen Strahl nimmt die Transmission durch den RFQ im Vergleich zu Fall d) wieder ab, da ein erheblicher Anteil des divergenten Strahles wegen der durch die Akzeptanz geforderten Konvergenz des Ionenstrahles am Anfang des RFQ's radial verloren geht. Für alle weiteren Experimente und vorgestellten Messungen wurden, wenn nicht explizit andere Parameter genannt werden, die Einstellungen der LEBT-Sektion wie im Fall d) verwendet. Für die ersten Schritte zur Untersuchung der Transmission wurde die Leistung, die in den RFQ eingekoppelt wird, konstant auf $P_{\text{RFQ}} = 8 \text{ kW}$ gesetzt. Auch ein weiterer Parameter, der die Transmission des RFQ's beeinflusst, nämlich die Injektionsenergie, wurde bei diesen Simulationsrechnungen konstant bei $W_b = 3,5 \text{ A} \cdot \text{keV}$ gehalten. Bei der vorgestellten numerischen Untersuchung der Transmission wurden die Parameter im verwendeten Computerprogramm so gesetzt, dass nach dem RFQ nur die Ionen zum Strahlstrom gezählt wurden, die bezüglich der eingekoppelten Hochfrequenz eine Phasenlage $\phi = \pm 180^\circ$ aufwiesen und außerdem auf die Endenergie von $W_{b,\text{out}} = 110 \text{ A} \cdot \text{keV}$ beschleunigt wurden. Für spätere Experimente ist es jedoch auch wichtig zu wissen, wie groß der Anteil im Ionenstrahl ist, der durch den RFQ nur transportiert oder teilweise beschleunigt wurde. Dazu wurden im Folgenden zusätzlich Berechnungen zur Transmission als Funktion der in den RFQ eingekoppelten Leistung durchgeführt, bei denen die Limitierungen der longitudinalen Strahleigenschaften aufgehoben wurden. In Abbildung 2.3.6 ist der durch den RFQ transportierte Strahlstrom (links) und die Transmission (rechts) als Funktion der eingekoppelten Leistung für die numerischen Simulationen im Vergleich mit den experimentell gewonnenen Daten dargestellt.

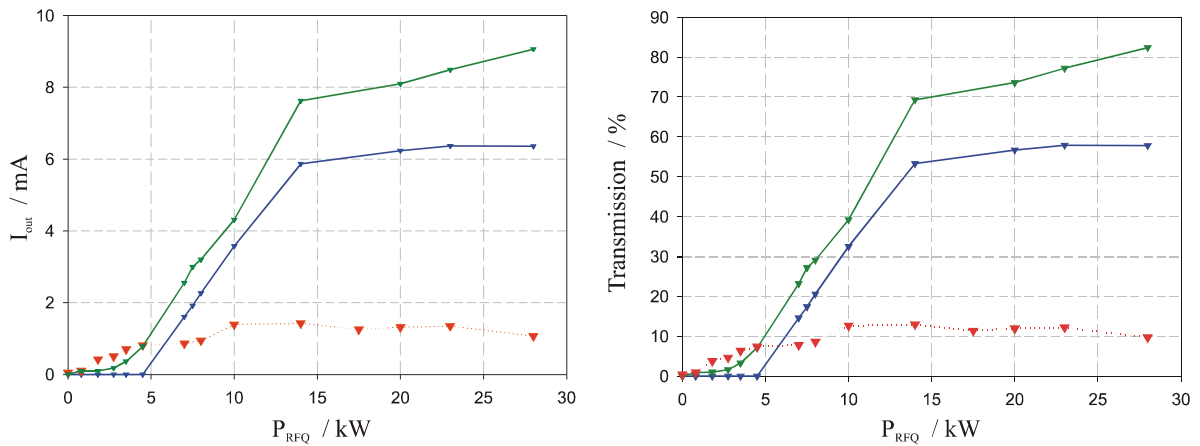


Abb. 2.3.6: Darstellung des experimentell bestimmten Strahlstromes nach dem RFQ (links) und der daraus berechneten Transmission (rechts) als Funktion der eingekoppelten Leistung im Vergleich mit den Resultaten der numerischen Simulation ohne (grün) und mit (blau) longitudinaler Limitierung der longitudinalen Strahleigenschaften.

Bei den dargestellten Ergebnissen ist deutlich zu erkennen, dass eine Beschleunigung des Ionenstrahles durch den RFQ erst bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{\text{RFQ}} > 5 \text{ kW}$ erfolgt, während die nur transportierten Strahlionen schon bei sehr geringen Leistungspegeln nachgewiesen werden konnten. Das Verhältnis aus beschleunigten I_{acc} - und transportierten I_{out} - Ionen im Strahl ist in Abbildung 2.3.7 dargestellt. Es ändert sich mit der in den RFQ

eingekoppelten Leistung und erreicht bei den numerischen Simulationen sein Maximum von 80% bei einer Leistung von $P_{\text{RFQ}} = 10 \text{ kW}$.

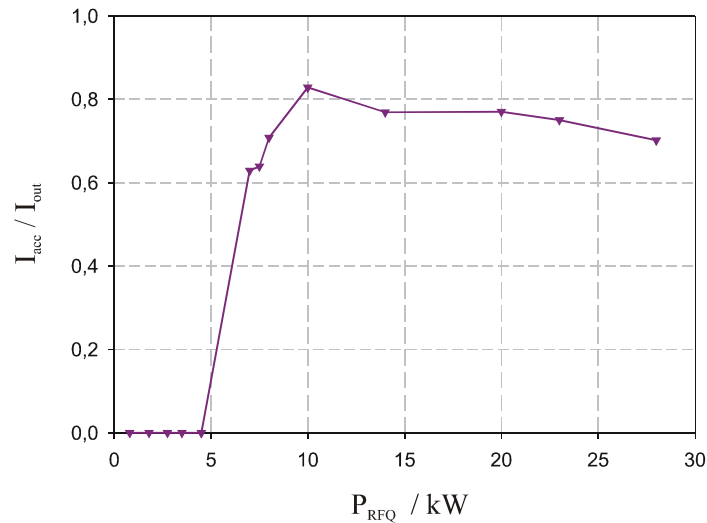


Abb. 2.3.7: Darstellung des Verhältnisses aus beschleunigten I_{acc} - und transportierten I_{out} -Strahlionen nach dem RFQ als Funktion der eingekoppelten Leistung.

Bei den in Abbildung 2.3.6 (rot) vorgestellten Messergebnissen ist zu erkennen, dass die Transmission gegenüber den numerisch bestimmten Werten nochmals auf Werte um 10% absinkt, und es ist zu erwarten, dass sich der gemessenen Strahlstrom aus dem numerisch bestimmten Verhältnis von beschleunigten und transportierten Strahlionen zusammensetzt. Außerdem bleibt der Strahlstrom nach dem RFQ trotz einer Erhöhung der Leistung nahezu konstant und zeigt somit nicht den zu erwartenden Verlauf der Transmissionskurve, wie er z.B. in [60] für einen Four-Rod-RFQ diskutiert wird. Eine mögliche Ursache dafür könnte die erwähnte Dejustage der Elektroden darstellen, die sich bei höheren Leistungen im RFQ stärker bemerkbar machen sollte. Die in Abbildung 2.3.6 (links) dargestellte Transmission bezieht sich auf den injizierten Strahlstrom von $I_{\text{input}} = 11 \text{ mA}$. Da der RFQ neben der Beschleunigung der Strahlionen auch deren Fokussierung über das elektrische Quadrupolfeld realisiert, gibt es eine Raumladungsgrenze, die den zu transportierenden Strahlstrom limitiert, wenn die longitudinale Emittanz minimal bleiben soll. Der verwendete RFQ war ursprünglich für die Beschleunigung von Sauerstoff- und Stickstoffionen ausgelegt und somit für ein Verhältnis von Masse zu Ladung $A = m/q$ von $A = 16$ optimiert. Der für diese Ionen festgelegte maximale Strom, der durch die Struktur verlustfrei transportiert werden kann, liegt bei $I_{\text{max}} = 10 \text{ mA}$. Bei einer Skalierung dieses maximalen Stromes auf die Verwendung von Heliumionen $A = 4$ ergibt sich ein Wert von $I_{\text{max}} = 2,5 \text{ mA}$. Wird die Transmission jetzt auf Grundlage dieser oberen Grenze für den transportierten Strom bestimmt, ergeben sich Werte, die in einem Bereich zwischen 50% und 60% liegen. Im übrigen wurde der maximal transportierbare Strom sehr gut durch das verwendete Computerprogramm verifiziert, jedoch konnte bei den Simulationsrechnung, die mit den durch die Modulation der Elektroden und die Resonanzfrequenz festgelegten Betriebsparametern des RFQ's durchgeführt wurden, nur für die Modellverteilung dieser Wertes erreicht werden. Um jedoch zu klären, wie es zu einer 50%-igen Abweichung zwischen numerischer Simulation und experimentellen Befunden kommen kann, wurde in einem nächsten Schritt die Injektionsenergie des Heliumionenstrahles variiert. In Abbildung 2.3.8 sind der transportierte Strahlstrom (links) und die Transmission (rechts) als Funktion der Einschussenergie des Ionenstrahles dargestellt.

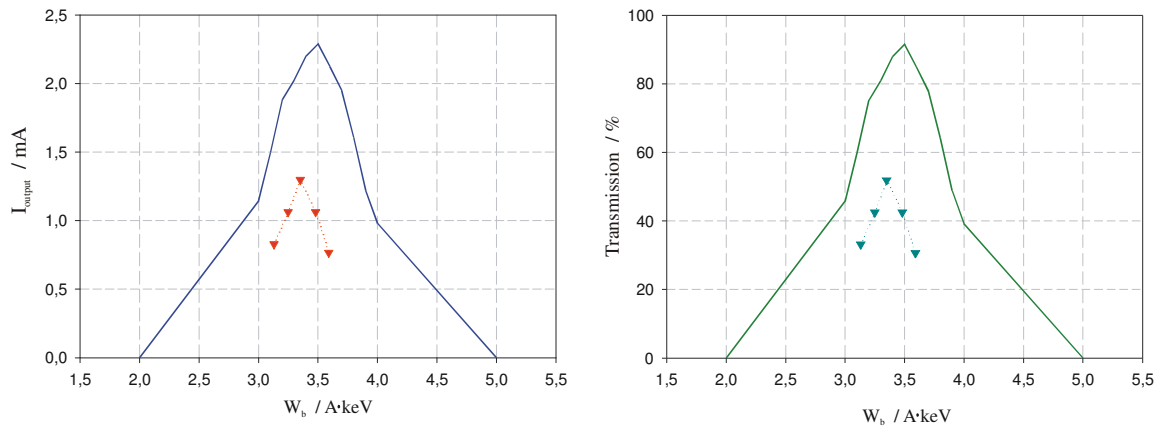


Abb. 2.3.8: Darstellung des experimentell bestimmten transportierten Stromes als Funktion der Injektionsenergie im Vergleich mit der numerischen Simulation (blaue Linie) (links) und aus diesen Werten berechnete Transmission im Bezug auf die Stromtransportgrenze (rechts)

An den dargestellten Messergebnissen ist erkennbar, dass der Strahlstrom nach dem RFQ bzw. die Transmission ihr Maximum bei einer Injektionsenergie von $W_b = 3,35 \text{ A}\cdot\text{keV}$ erreichen. Außerdem beträgt die Transmission, die in der rechten Darstellung bezüglich der oberen Grenze für den transportierbaren Strom aufgetragen ist, für die experimentellen Befunde 52%. Trotz weiterer Bemühungen, z.B. durch Variation der Injektionsparameter, konnte dieser Wert nicht weiter erhöht werden, so dass die vorgestellten Untersuchungen zur Transmission des RFQ's insgesamt hinter den Erwartungen zurück geblieben sind. Deshalb soll an dieser Stelle kurz diskutiert werden, weshalb trotz der guten Funktion der LEBT-Sektion keine Füllung des RFQ's bis an seine Raumladungsgrenze erfolgen konnte. Zuerst sind sicherlich geometrische Gründe für die erreichten Resultate zu benennen. Damit ist gemeint, dass die fehlende Überprüfung der Justage der Elektroden, die auf wenige Zehntel Millimeter genau sein sollte, dazu führt, dass der Ionenstrahl nicht verlustfrei durch den RFQ transportiert werden kann. Insbesondere wird in [59] darauf hingewiesen, dass die Elektroden aus technischen Gründen bezüglich der Strahlachse in y-Richtung um 1 mm versetzt sind. Ein weiterer Punkt, der nicht zu vernachlässigen ist, besteht im bezüglich der Raumladungskompensation gestörten Strahltransport in der Nähe des Injektionspunktes. Untersuchungen haben ergeben, dass die longitudinale Reichweite des Elektrodenpotentials bis zu zwei Zentimetern vor den Elektroden signifikant ist [61]. Daraus ergibt sich eine Störung, wenn nicht sogar ein Verlust der Raumladungskompensation und somit eine von den präsentierten Startverteilungen gänzlich verschiedene Phasenraumlage der Emittanzellipse am Injektionspunkt. Zahlreiche numerische Simulationen konnten diese Vermutung bestätigen und zeigten, dass der Ionenstrahl bei der vorgegebenen Geometrie und in Abhängigkeit vom Kompensationsgrad nicht vollständig in die Akzeptanz des Beschleunigers abgebildet werden konnte. Eine Option, dem entgegen zu wirken, wäre eine Erhöhung der transversalen Impulse der Strahlionen, um der Raumladungskraft insbesondere im Injektionspunkt zu begegnen. Jedoch konnte eine Vergrößerung des Injektionswinkels nicht realisiert werden, da die Konstruktion des Beschleunigers keine Verkürzung des Abstandes zwischen der zweiten Gabor-Linse und dem Injektionspunkt zuließ. Abschließend lässt sich sagen, dass die Anteile der jeweiligen Verlustmöglichkeiten durch die Simulationen nicht eindeutig identifiziert werden konnten, so dass zusätzliche Experimente zur Strahlinjektion mit einer Diagnose des Ionenstrahls am Injektionspunkt die offenen Fragen beantworten könnten.

2.3.3. Transversale Abbildungseigenschaften des RFQ

Die Abbildungseigenschaften des verwendeten RFQ's sind für die vorliegende Arbeit von besonderem Interesse, da die Funktion und Qualität der HGL mit dem beschleunigten Ionenstrahl untersucht werden soll. Aus diesem Grund wurde auch die transversale Emittanz

des Ionenstrahles nach dem RFQ als Funktion der Betriebsparameter untersucht. Zuerst wurde die Emittanz als Funktion der in den RFQ eingekoppelten Leistung bestimmt. Die Messergebnisse sind im Vergleich mit den numerisch gewonnenen Resultaten in Abbildung 2.3.9 dargestellt.

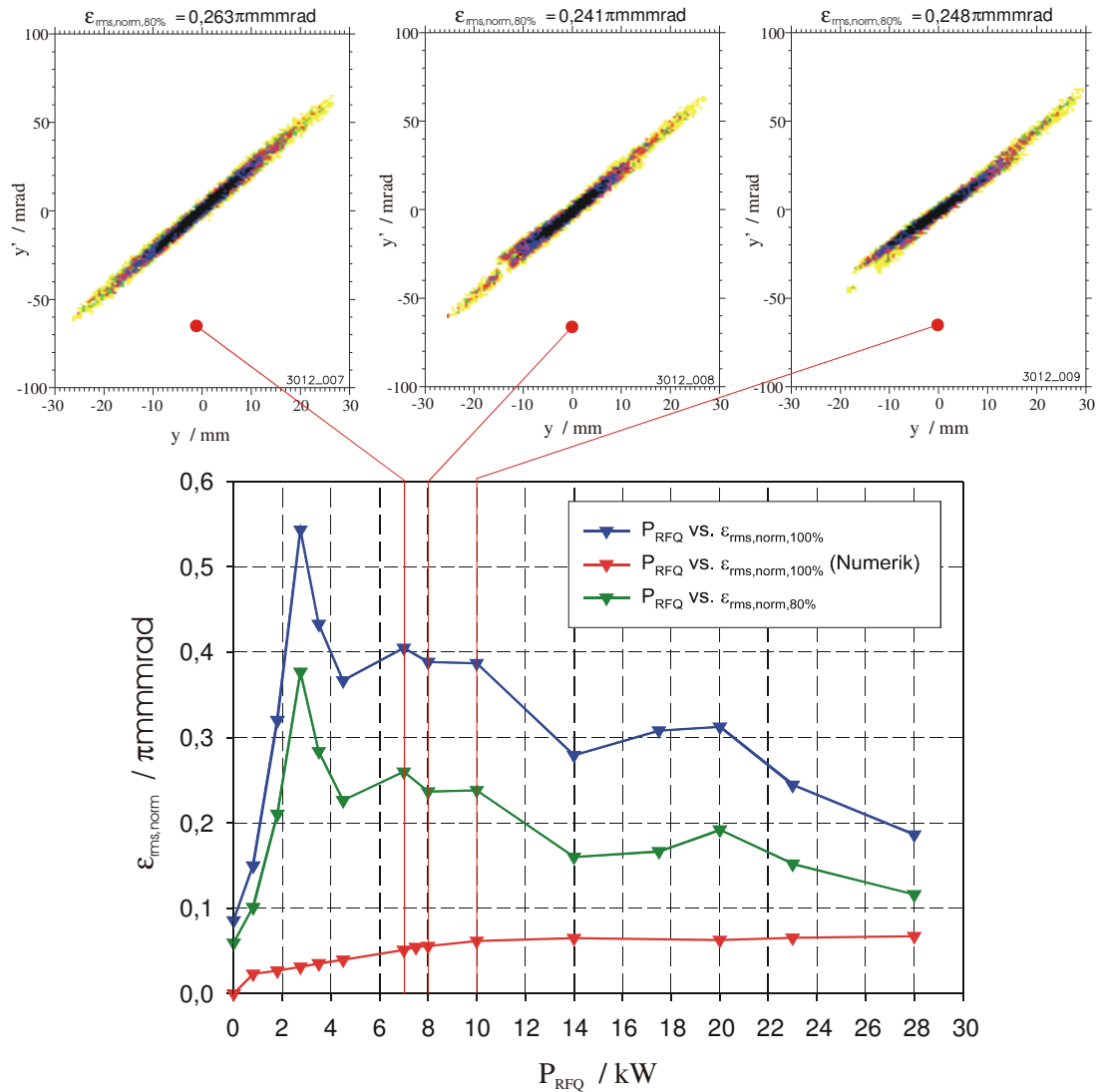


Abb. 2.3.9: Darstellung der gemessenen Phasenraumverteilungen in der y-y'-Ebene für drei verschiedene Leistungen (oben) und der gemessenen (grün 80%, blau 100%) sowie numerisch (rot) bestimmten RMS-Emittanz als Funktion der im RFQ eingekoppelten Leistung (unten).

Bei den präsentierten Messungen steigt die RMS-Emittanz zunächst mit wachsender Leistung im Resonator, um ab einer Leistung von $P_{RFQ} = 2,7 \text{ kW}$ über zwei Plateaus, in denen die Emittanz in etwa konstant bleibt, abzunehmen. Im oberen Teil der Abbildung sind exemplarisch drei Phasenraumverteilungen abgebildet, die sich im ersten Plateau bei einer Leistung von 6 – 10 kW befinden. Deutlich ist zu erkennen, wie sich die Phasenraumlage des inneren Teils der Strahionendichteverteilung von Bild zu Bild ändert. Dieses Resultat legt die Vermutung nahe, dass der nach dem RFQ detektierte Ionenstrahl aus zwei separaten Anteilen besteht. Dieser Sachverhalt wird auch durch den Vergleich der gemessenen mit den numerisch bestimmten Emittanzen deutlich, die eine Abweichung um das Fünffache voneinander aufweisen. Die Bestimmung der RMS-Emittanz des in Abbildung 2.3.8 oben links sehr gut sichtbaren bezüglich der ganzen Phasenraumverteilung verdrehten inneren Kerns liefert jedoch Resultate, die mit den numerisch bestimmten Werten vergleichbar sind. Frühere Experimente zur Diagnose von Ionenstrahlen haben ergeben, dass die

Strahleigenschaften erheblich durch die Messinstrumente, die direkt mit dem Strahl in Wechselwirkung treten, verändert werden können [62]. Um eine Fehlinterpretation der durch die Emittanzmessung gewonnenen Ergebnisse auszuschließen, wurden zusätzlich Messungen mit einer CCD-Kamera durchgeführt, die auf dem in Abbildung 2.2.15 gezeigten Messprinzip beruhen. In Abbildung 2.3.10 sind die optisch bestimmten Strahlionendichteprofile mit denen aus der Emittanzmessung vergleichend dargestellt.

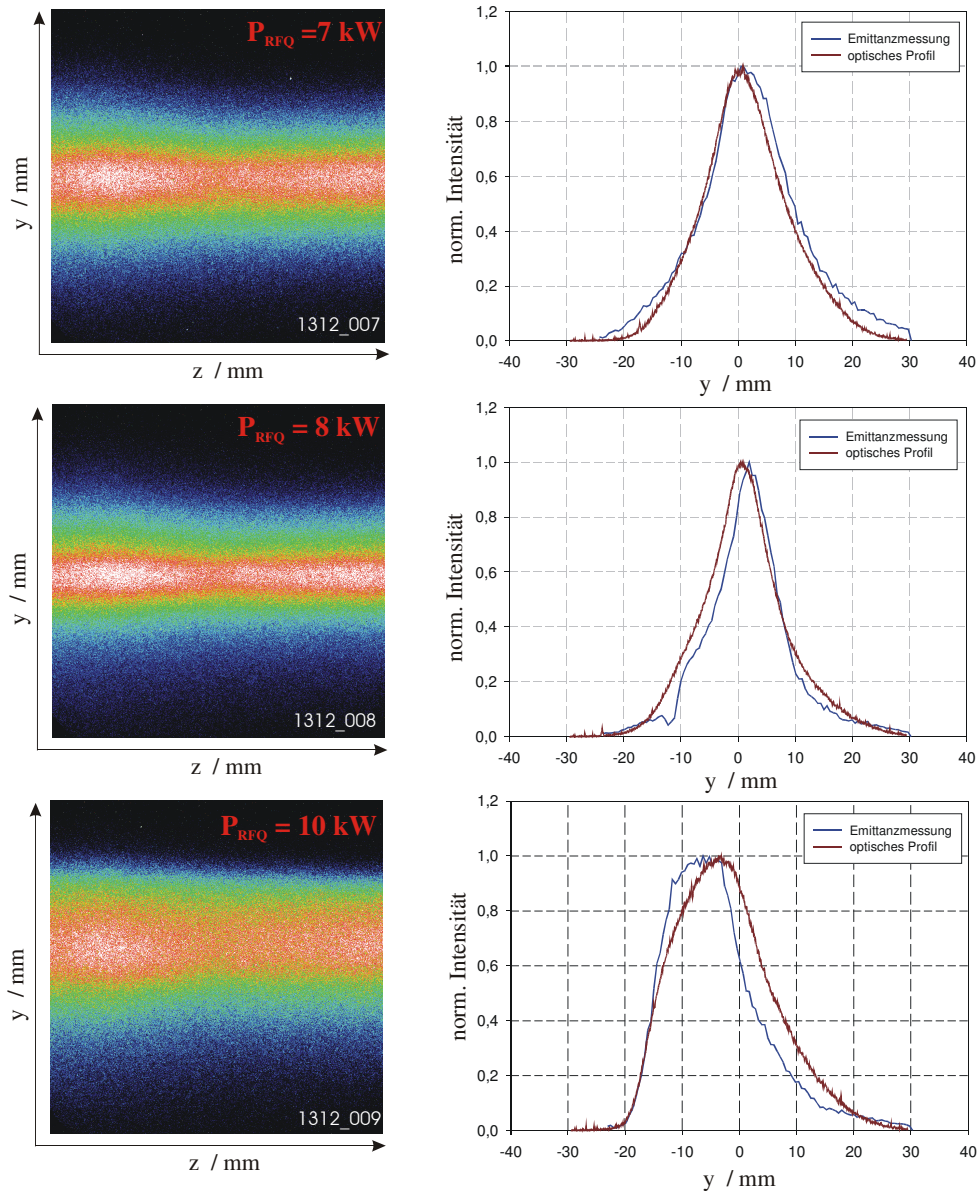


Abb. 2.3.10: Darstellung der optischen gemessenen Intensitätsverteilung des Ionenstrahles für verschiedene in den RFQ eingekoppelte Leistungen (links) und aus den Messungen bestimmten Strahlionendichteprofile als Funktion des Ortes y im Vergleich zu den aus der Emittanzmessung gewonnenen Profilen.

Aus den gezeigten Ergebnissen lässt sich folgern, dass es keine signifikanten Abweichungen zwischen den durch die beiden verschiedenen Messverfahren erzielten Resultaten gibt, und mögliche Abweichungen bei der Emittanzmessung im Rahmen der für dieses Diagnoseverfahren üblichen Messgenauigkeit liegen. Im nächsten Schritt wurde die

Abhängigkeit der Emittanz des Ionenstrahles nach dem RFQ von der Injektionsenergie beleuchtet. In Abbildung 2.3.11 sind die experimentellen Befunde im Vergleich mit den numerisch bestimmten Werten dargestellt.

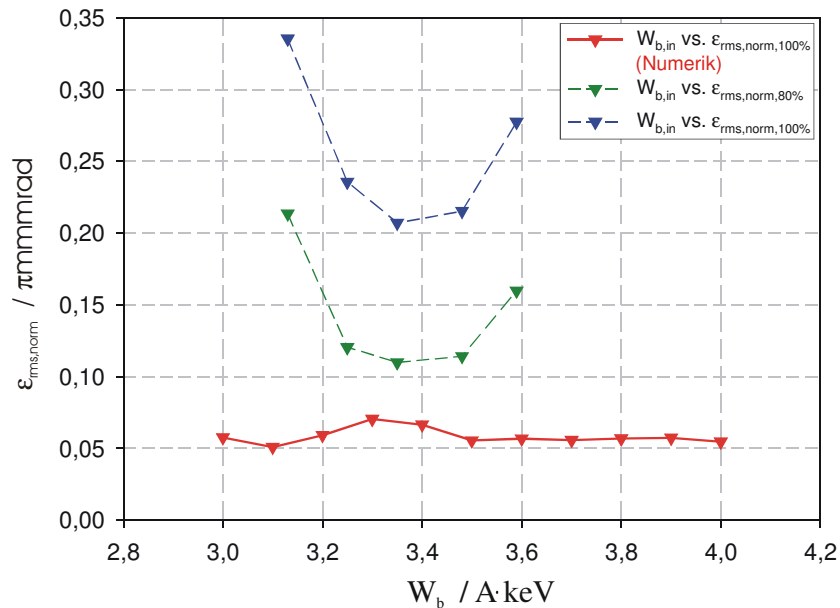


Abb. 2.3.11: Darstellung der gemessenen RMS-Emittanz 80% (grün), 100% (blau) und der numerisch bestimmten Werte (rot) als Funktion der Injektionsenergie.

Während die numerisch bestimmten Werte der RMS-Emittanz nahezu konstant bleiben, haben die gemessenen Beträge ein ausgeprägtes Minimum bei der Injektionsenergie, bei der die in Abbildung 2.3.8 dargestellte Funktion der Transmission ein Maximum besitzt. Dieses Resultat lässt die Vermutung zu, dass die Injektionsenergie für den verwendeten RFQ bei $W_{b,\text{in}} = 3,35 \text{ A} \cdot \text{keV}$ liegt. Ein weiteres Indiz dafür ist, dass die RMS-Emittanz des Ionenstrahles nach dem RFQ bei einer Abweichung von der durch die Parameter des Beschleunigers festgelegten Einschussenergie wesentlich durch die transportierten und nicht durch die beschleunigten Strahlionen bestimmt wird. Die bisherigen Untersuchungen zu den Transporteigenschaften des RFQ's bezogen sich lediglich auf die y-y'-Ebene und vernachlässigten die zeitliche Struktur der Strahleigenschaften nach dem Beschleuniger. Die Vermessung des Strahls in der anderen transversalen Ebene erbrachte jedoch keine relevanten Abweichungen von den dargestellten Messungen und untermauerte die Interpretation der bisherigen Resultate. Die zeitliche Struktur der RMS-Emittanz konnte mit der Emittanzmessanlage, die Zeitaufösungen bis zu $\Delta t = 25 \mu\text{s}$ zulässt, untersucht werden. Dies war von besonderem Interesse, da eine mögliche zeitliche Änderung der Strahleigenschaften beim späteren Transport durch die Hochfeld-Gabor-Linse Rückschlüsse auf das Verhalten des nichtneutralen Plasmas bei einer zeitlichen Variation der Strahlparameter ermöglichte. Aus diesem Grund wurde die Emittanz entlang des 1,25 ms langen Strahlpulses vermessen. Da zu erwarten war, dass die Raumladungswolke verzögert auf die veränderte Nettoladungsdichte im Inneren der Gabor-Linse bei der Fokussierung des gepulsten Ionenstrahles reagiert, wurden insbesondere der Anfang und das Ende des Strahlpulses mit der bestmöglichen Zeitaufösung in beiden transversalen Ebenen vermessen. Die aus diesen Untersuchungen gewonnenen Resultate sind in Abbildung 2.3.12 dargestellt.

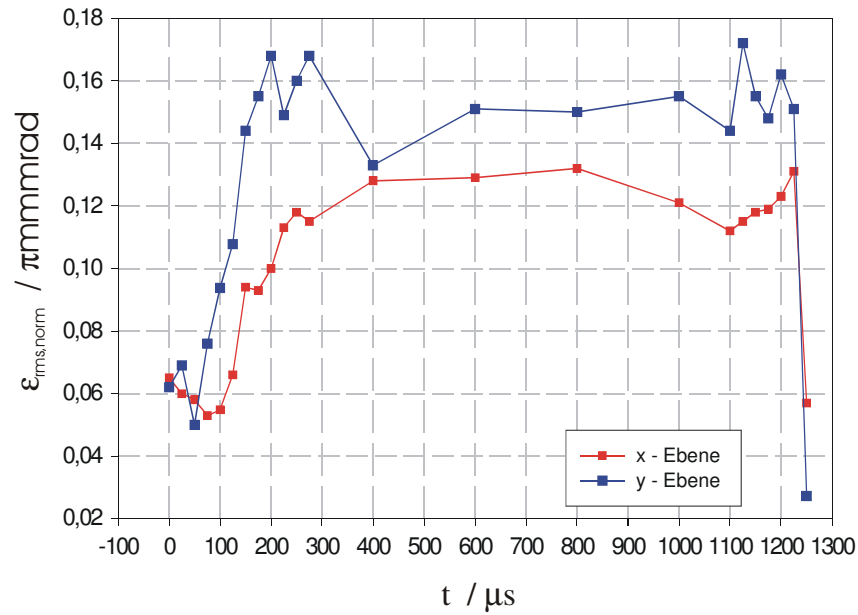


Abb. 2.3.12: Darstellung der gemessenen RMS-Emittanz in der x-Ebene (rot) und in der y-Ebene (blau) als Funktion der Zeit.

Beide gezeigten Funktionen haben einen ähnlichen Verlauf, wobei die größten Unterschiede beim Ein- bzw. Ausschalten des RFQ's auftraten. Die Diskrepanz zwischen den Resultaten in der x- und y-Ebene könnten auch dadurch bedingt sein, dass die Messapparatur während der Experimente umgebaut werden musste, da keine gleichzeitige Messung in den beiden transversalen Ebenen möglich war. Über einen weiten Bereich in der Mitte des Pulses blieb die RMS-Emittanz nahezu konstant.

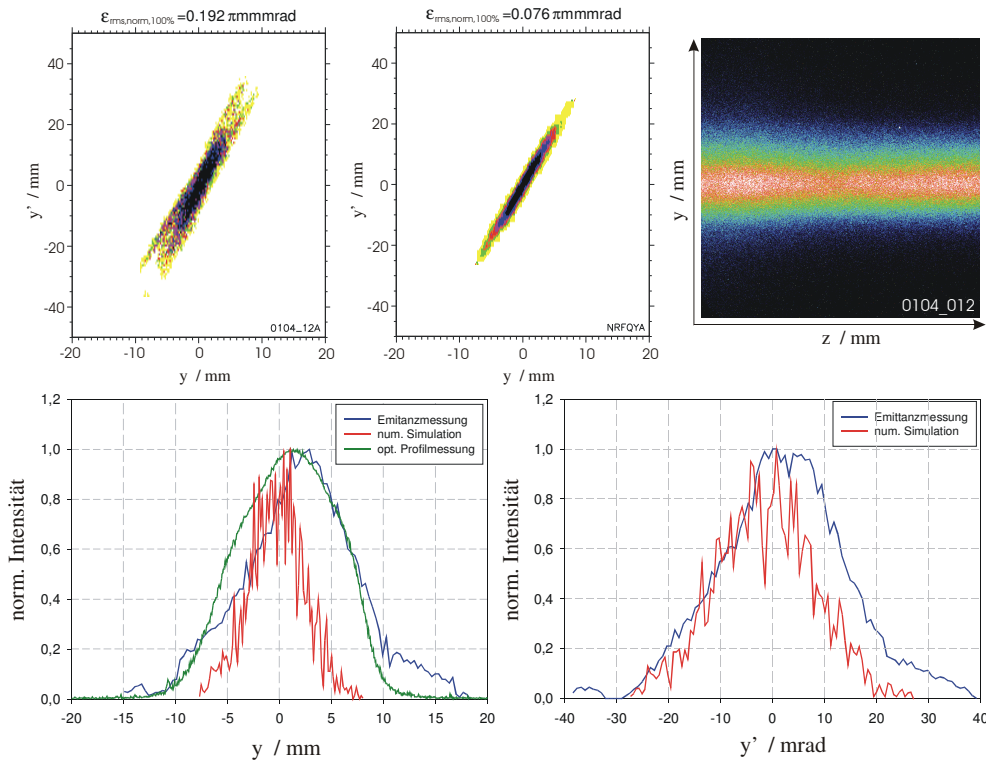


Abb. 2.3.13: Darstellung der gemessenen RMS – Emittanz in der y – Ebene im Vergleich mit der optischen Profilmessung und der numerischen Simulation für ein Delay von 300 μ s und eine Integrationszeit von 800 μ s.

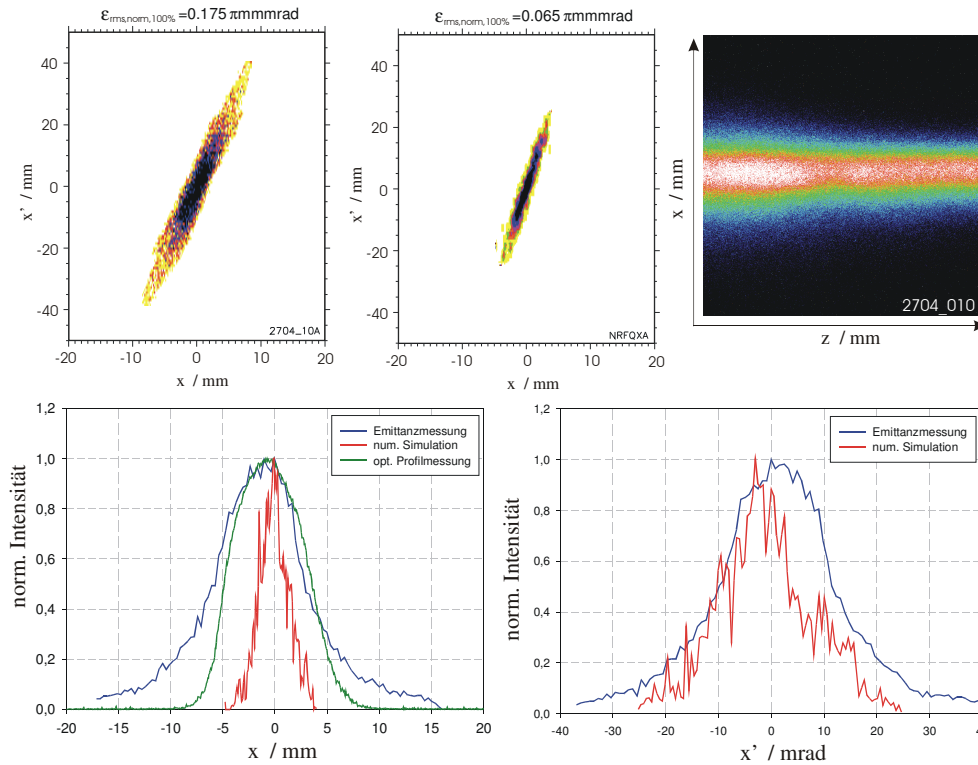


Abb. 2.3.14: Darstellung der gemessenen RMS-Emittanz in der x -Ebene im Vergleich mit der optischen Profilmessung und der numerischen Simulation für ein Delay von $300 \mu\text{s}$ und eine Integrationszeit von $800 \mu\text{s}$.

Im Betrieb eines Beschleunigers wird der starken Variation der Phasenraumverteilung, die bei nachfolgenden Transportsektionen zu Fehlanpassungen führen können, dadurch entgegengewirkt, dass der mittlere Teil des Strahlpulses z.B. von $300 - 1100 \mu\text{s}$ ausgeschnitten wird und für die weitere Beschleunigung oder Experimente Verwendung findet. In den Abbildungen 2.3.13 und 2.3.14 sind die Phasenraumverteilungen sowie die normierten Intensitätsprofile für die Orte und Winkel des Ionenstrahles für das genannte Zeitfenster dargestellt. Die gemessenen Emittanzen weichen entsprechend den bisherigen Messungen deutlich von den numerisch bestimmten Werten ab. Dies gilt auch beim Vergleich der Orts- und Winkelprofile, bei dem jedoch die Ergebnisse, die mit der Emittanzmessanlage erzielt wurden, durch die optischen Profilmessungen nachvollzogen werden konnten. Die Unterschiede zwischen den Messungen in der x - und der y -Ebene ergeben sich aus einer Fokussierung des Strahles in der y -Ebene und einer Defokussierung in der x -Ebene am Ende der Elektroden des RFQ's. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Abbildungseigenschaften des RFQ's sehr gut reproduzierbar sind, so dass keine Variation der Strahleigenschaften für die nachfolgenden Experimente zu erwarten sind. Die Differenzen zwischen experimentell und numerisch gewonnen Resultaten liegt darin begründet, dass sich der Ionenstrahl nach dem RFQ aus zwei Anteilen, den beschleunigten und transportierten Strahlionen, zusammensetzt. Die Simulationssoftware berücksichtigt jedoch ausschließlich den beschleunigten Anteil des Ionenstrahles. Die in den Abbildungen 2.3.13 und 2.3.14 präsentierten Ergebnisse stellen die Startbedingungen für die Untersuchungen der Abbildungseigenschaften der Hochfeld-Gabor-Linse dar, obwohl die Qualität des Ionenstrahles oder ein verschobener Strahlschwerpunkt, auf den an dieser Stelle noch gar nicht eingegangen wurde, mögliche Fehlerquellen bei den folgenden Experimenten darstellen können.

2.3.4. Beschleunigungseigenschaften des RFQ

Bei den bisherigen Untersuchungen zur Strahlinjektion und zur Funktionsweise des RFQ's wurden noch keine Aussagen über die Beschleunigung der Ionen getroffen. Im nächsten Schritt soll nun die Energie der Strahlionen nach dem RFQ gemessen werden und aus den gewonnenen Ergebnissen der Arbeitspunkt des RFQ's und der Resonanzparallelwiderstand R_p bestimmt werden. Zur Aufnahme der Energiespektren wurde ein 90° -Sektormagnet verwendet an dessen Eingang eine Lochblende mit Radius $r = 0,5$ mm ein Teilstrahl aus dem beschleunigten Ionenstrahl ausgeschnitten hatte. Als Detektor diente eine Faraday-Tasse, vor der sich ebenfalls eine Lochblende mit Radius $r = 0,5$ mm befand. Bei einem Sollbahnradius $r_{\text{soll}} = 0,22$ m ergibt sich für dieses System eine Messungenauigkeit der Strahlenergie von ca. 1%. In Abbildung 2.3.14 sind die gemessenen Energiespektren als Funktion der in den RFQ eingekoppelten Leistung dargestellt.

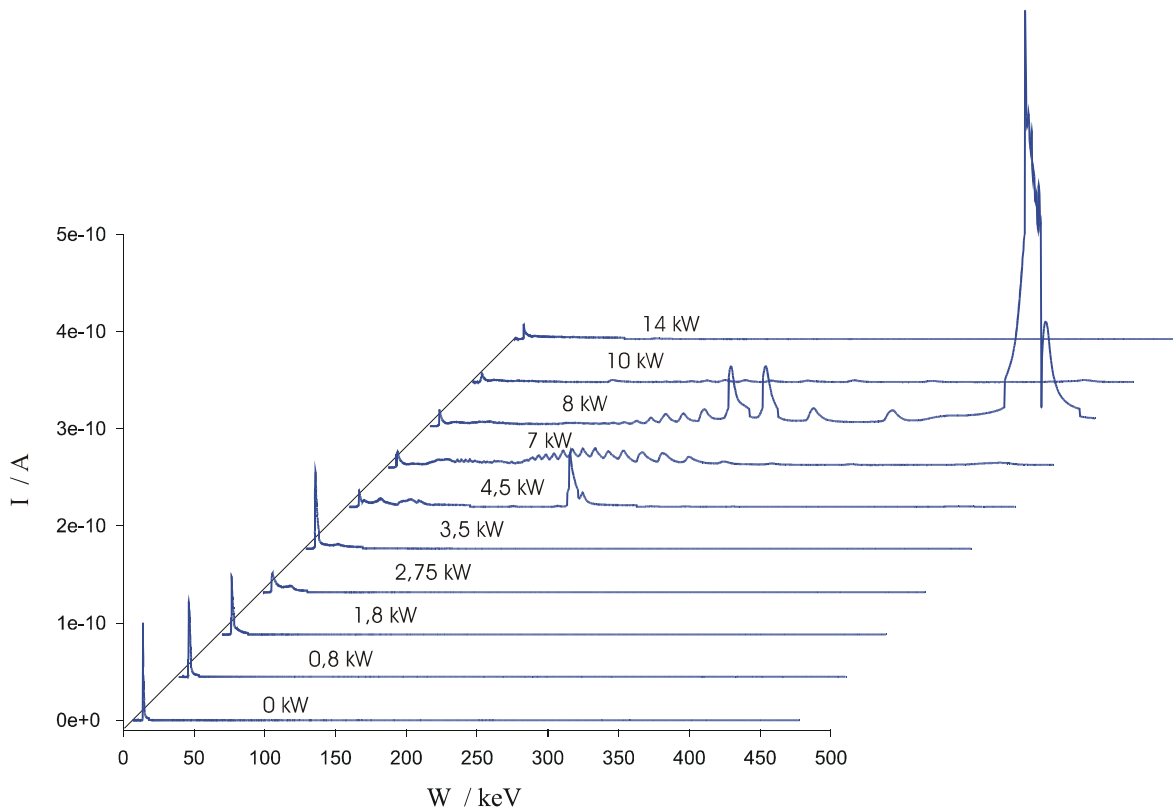


Abb. 2.3.15: Darstellung der gemessenen Energiespektren für verschiedene in den RFQ eingekoppelte Leistungen.

Wird in den RFQ keine Leistung eingekoppelt, haben die Ionen am Ausgang des Beschleunigers die kinetische Energie, die ihnen im Extraktionssystem der Ionenquelle zugeführt wurde. Da die Strahlenergie nach der Ionenquelle zu Beginn der Experimente genau bestimmt wurde, diente der Peak bei einer Energie von $W_b = 13,35$ keV als Referenz für die Skalierung der Energiespektren. Bei einer Erhöhung der Leistung im RFQ zeigt Abbildung 2.3.15 eine Beschleunigung der Strahlionen und die Ausprägung von dezidierten Peaks, die zum Teil durch die numerischen Simulationen mit PARMTEQ verifiziert werden konnten und eingehend in [60] besprochen werden. Bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{\text{RFQ}} = 8$ kW zeigt sich, dass ca. 83% der Strahlionen die Designausgangsenergie von $W_{b,\text{out}} = 110$ A·keV tragen. Mit Hilfe der präsentierten Energiespektren lassen sich der Arbeitspunkt des RFQ's und der R_p -Wert bestimmen, denn bei der eingekoppelten Leistung, die zu der geringsten Energieunschärfe $\Delta W_{b,\text{out}}$ bei einer Beschleunigung der meisten Strahlionen auf die Designenergie führt, erzeugt die eingekoppelte Leistung die zur Modulation und

Resonanzfrequenz passende Elektroden­spannung im Resonator. Der Resonanzparallelwiderstand ergibt sich dann aus der festgelegten Elektroden­spannung U_0 und der in den RFQ eingekoppelten Leistung.

$$R_p = \frac{U_0^2}{P_{RFQ}} \quad (2.3.2)$$

In Abbildung 2.3.16 sind Ausschnitte aus den Energiespektren für verschiedene Leistungen im RFQ vergleichend mit den numerisch gewonnenen Resultaten dargestellt.

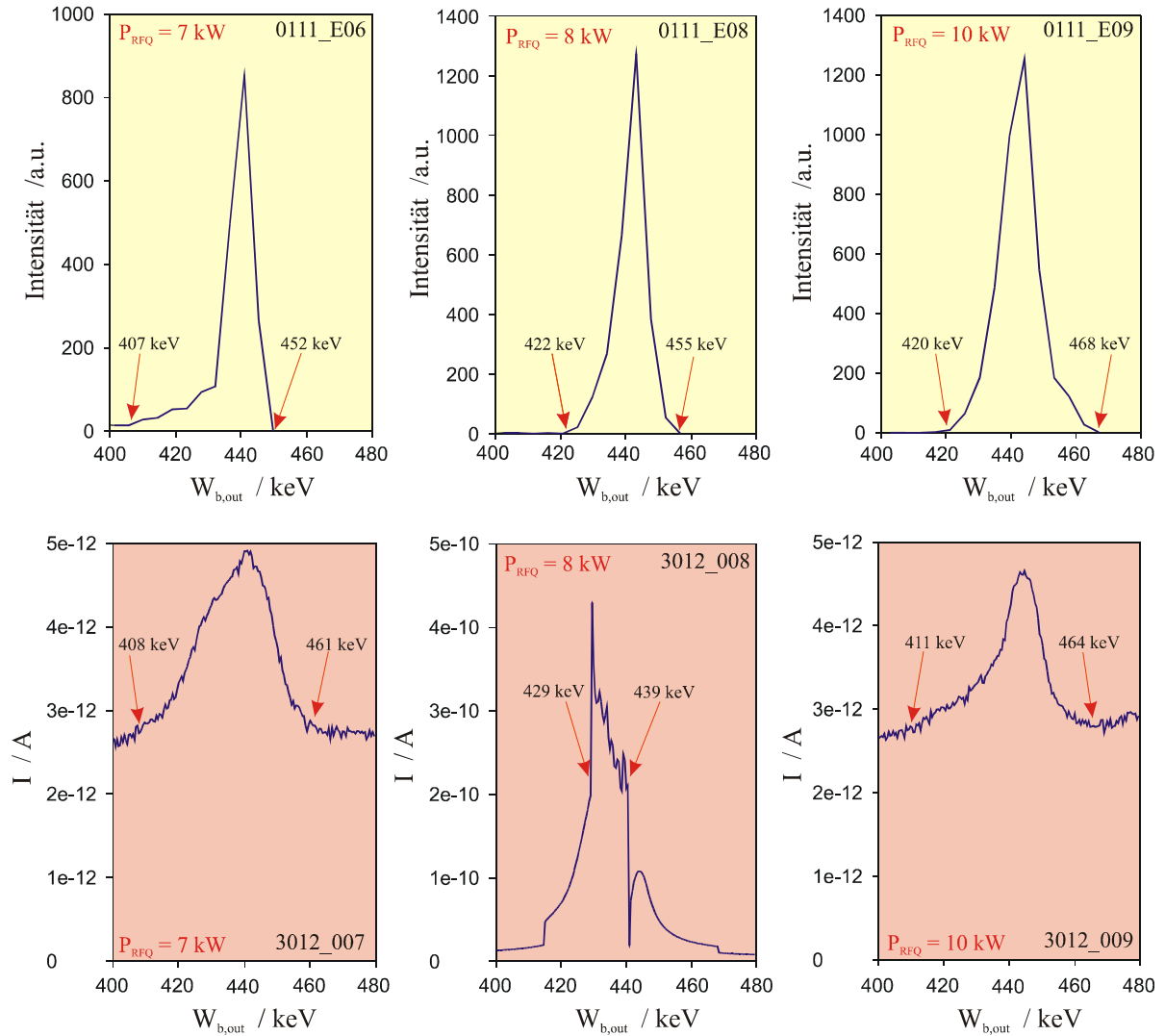


Abb. 2.3.16: Darstellung von Ausschnitten der numerisch generierten Energiespektren (oben) und der experimentell bestimmten Spektren (unten) für drei verschiedene Leistungen P_{RFQ} .

Die numerische Simulation des Strahltransports durch den RFQ ergab, dass ab einer Leistung von $P_{RFQ} > 6,5 \text{ kW}$ die meisten Ionen im Strahl auf die Designenergie beschleunigt wurden. Bei der Auswertung der Ausschnitte aus den Energiespektren, die in Abbildung 2.3.16 oben dargestellt sind, ergab sich die kleinste Energieunschärfe der Strahlionen bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{RFQ} = 8 \text{ kW}$. Da bei numerischen Simulationen kein Messwert- oder Hintergrundrauschen berücksichtigt werden muss, konnte zur Bestimmung der Energieunschärfe der Fußpunkt des entsprechenden Peaks verwendet werden. Des weiteren zeigte sich ein, wenn auch nur geringes, Intensitätsmaximum bei der Leistung von 8 kW. Im

Gegensatz dazu gab es bei den experimentell gewonnen Daten, die in Abbildung 2.3.16 unten dargestellt sind, einen Anstieg der Intensität des Peaks bei der Designenergie um zwei Größenordnungen, als in den RFQ die Leistung von 8 kW eingekoppelt wurde. Die Energieunschärfe lag bei diesen Betriebsparametern bei $W_{b,out} / \Delta W_{b,out} = 2,3 \pm 0,9 \%$ (full width half maximum). Bei größeren oder kleineren Leistungen führte das schlechte Signal zu Rauschverhältnis zu einer sehr ungenauen Bestimmung der Energieverschmierung. Aus den dargestellten Ergebnissen folgt, dass der Arbeitspunkt des RFQ's bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{RFQ} = 8 \text{ kW}$ liegt. Mit der durch die Modulation der Elektroden und der Betriebsfrequenz festgelegten Elektrodenspannung von $U_0 = 20 \text{ kV}$ ergibt sich nach Gleichung 2.3.2 ein Resonanzparallelwiderstand von $R_p = 50 \text{ k}\Omega$, während der in [59] genannte Wert $53 \text{ k}\Omega$ beträgt. Die Abweichung könnte darin begründet liegen, dass ein Teil der in den RFQ eingekoppelten Leistung durch Beamloading, das der Differenz aus der Strahlleistung am Ausgang und am Eingang des Beschleunigers entspricht, aus dem Resonator herausgetragen wird. Obwohl die Bestimmung des Beamloadings mit der benutzten Diagnose im RFQ nicht möglich war, ergibt sich rein rechnerisch ein Wert von $P_{beam} = 523,2 \text{ W}$ bei einer Energie von $W_{b,out} = 436 \text{ keV}$ und einem mittleren Strahlstrom von $I = 1,2 \text{ mA}$. Wird die Leistung, die in den RFQ eingekoppelt wurde, um diesen Betrag vermindert, ergibt sich ein R_p -Wert von $53,5 \text{ k}\Omega$. Zuletzt sollten die gewonnen Ergebnisse vervollständigt werden, indem der Einfluss der Injektionsenergie $W_{b,in}$ auf die Energieunschärfe untersucht wurde.

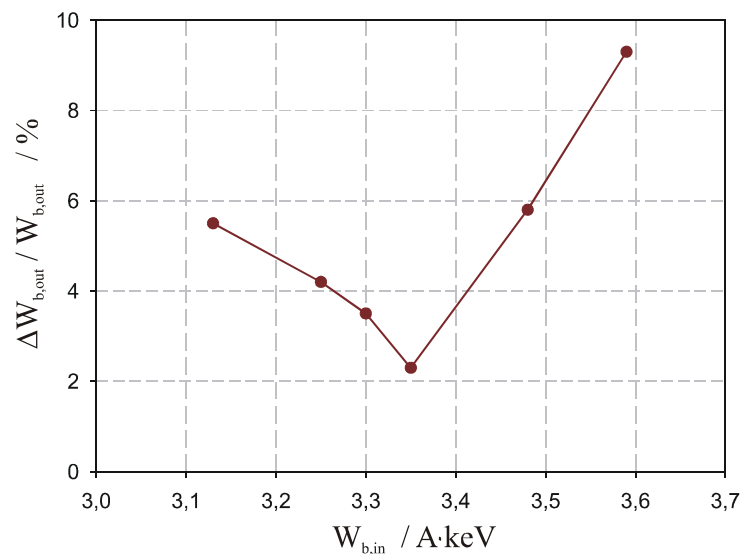


Abb. 2.3.17: Darstellung der Energieunschärfe des Ionenstrahles nach dem RFQ als Funktion der Injektionsenergie.

Bei den Ergebnissen zur Untersuchung der Transmission (s. Abb. 2.3.7) und der Abbildungseigenschaften des RFQ als Funktion der Injektionsenergie (s. Abb. 2.3.10) ließ sich bereits vermuten, dass diese bei etwa $3,35 \text{ A} \cdot \text{keV}$ liegen sollte. Diese Annahme konnte durch die Messungen zur Energieunschärfe in Abhängigkeit von der Einschussenergie, die in Abbildung 2.3.17 dargestellt sind, unterstützt werden.

2.3.5. Zusammenfassung

Mit dem durch Prof. Schempp zur Verfügung gestellte RFQ konnte demonstriert werden, dass sich ein LEBT-System bestehend aus zwei Gabor-Linsen dazu eignet, einen Ionenstrahl an die Akzeptanz eines Beschleunigers anzupassen. Trotzdem blieb die Transmission hinter den numerisch berechneten Werten zurück und warf damit viele Fragen auf, die im Rahmen dieser Arbeit unberücksichtigt bleiben müssen. Insbesondere könnte der stark raumladungs-

dominierte Ionenstrahl in der Matching-In-Sektion des RFQ's zu Problemen bei der Kompression des Strahles zu Mikrobunchen führen. Weitere kritische Punkte sind die Dejustage der Elektroden und eine wahrscheinliche Dekompensation des Ionenstrahles kurz vor dem Eintreten in den RFQ. Trotzdem konnte ein mittlerer Strahlstrom von etwa 1 mA nach dem RFQ gemessen werden, wobei sich heraus stellte, dass nicht alle Strahlionen auf die Designenergie beschleunigt wurden. Deshalb weichen die gemessenen transversalen Emittanzen auch stark von den numerischen Berechnungen ab, weil die unbeschleunigten Ionen einen Halo um den beschleunigten Ionenstrahl bilden. Bei der Untersuchung der Strahlenergie nach dem RFQ stellte sich heraus, dass sich der Schwerpunkt der kinetischen Energie im Gegensatz zu den numerischen Simulationen auf $W_{b,out} = 436 \text{ keV}$ verschoben hat und dass bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{RFQ} = 8 \text{ kW}$ die Energieunschärfe 2,3 % beträgt. In Tabelle 2.3.1 sind die Eckdaten des RFQ's abschließend dargestellt.

f_0	108,1 MHz
U_0	20 kV
P_{RFQ}	8 kW
R_p	50 k Ω
$W_{b,in}$	3,35 A·keV
$W_{b,out}$	109 A·keV
$\epsilon_{rms,norm,x}$	0,175 π mmmrads
$\epsilon_{rms,norm,y}$	0,192 π mmmrads
$\Delta W_{b,out}/W_{b,out}$	$\pm 1,2 \%$

Tab. 2.3.1: Zusammenfassung der experimentell bestimmten Eckdaten des verwendeten Four-Rod-RFQ.

2.4. Transport gebunchter Ionenstrahlen nach dem RFQ

2.4.1. Aufbau des Transportkanals

Nachdem gezeigt werden konnte, dass sich ein NNP für die Fokussierung und die Abbildung von niederenergetischen Ionenstrahlen in die Akzeptanz eines Beschleunigers und damit für die Strahlinjektion eignet, soll nun untersucht werden, ob sich eine Gabor-Linse auch für den Transport von Ionenstrahlen mit einer kinetischen Energie von $W_b = 436 \text{ keV}$ einsetzen lässt. Dabei ist entscheidend ob eine Interpolation aus den in der LEBT-Sektion gewonnenen Daten möglich ist oder ob die Verlustmechanismen im Inneren der Gabor-Linse bei höheren Elektronendichten bezüglich der Produktionsprozesse ein stärkeres Gewicht erhalten. Einen besonderen Schwerpunkt bei den Experimenten stellt auch der Einfluss der Zeitstruktur des Ionenstrahles auf die Stabilität der Raumladungswolke dar. Die Mikrobunchstruktur des Strahles mit einer Frequenz von 108.1 MHz könnte dazu führen, dass eine longitudinale Dichtefluktuations in das NNP induziert wird. Außerdem könnte die Relaxationszeit der Raumladungswolke während der Passage der Bunche durch die Gabor-Linse größer sein als die Aufenthaltsdauer des Strahlpulses, so dass mit einer geringeren Fokussierstärke zu rechnen ist. Um diese Fragestellungen untersuchen zu können, wurde der in Abbildung 2.4.0 dargestellte Versuchsaufbau gewählt.

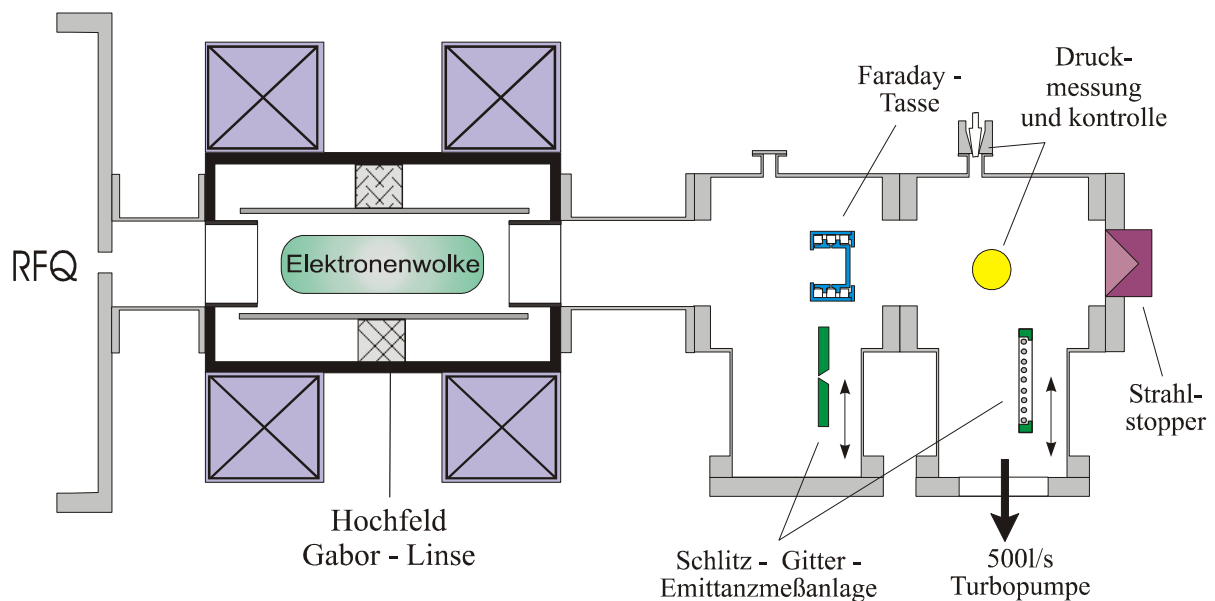


Abb. 2.4.0: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung der Transporteigenschaften der HGL.

Die HGL wurde so installiert, dass die longitudinale Position des Linsenzentrums nach dem RFQ mit dem Abstand der Emittanzmessanlage bei den vorangegangenen Messungen übereinstimmt. Danach wurde in einem Abstand von 0,1m die Diagnosekammer montiert. Leider musste bei den im Folgenden diskutierten Untersuchungen auf eine Strahldiagnose durch die CCD-Kamera und das Energiespektrometer verzichtet werden, da beide Instrumente bei anderen Experimenten im Institut zum Einsatz kamen. Dieser Umstand wird dadurch gemildert, dass durch die umfangreichen Messungen zur Untersuchung der Transporteigenschaften des RFQ eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Strahleigenschaften bezüglich der Arbeitsparameter des Beschleunigers festgestellt werden konnte. Der Verzicht auf die CCD-Kamera ist problematisch, weil bei den zu erwartenden Leistungsdichten auf der Oberfläche der Schlitzblende mit einer verstärkten Produktion von Sekundärpartikeln zu

rechnen ist, die zu einer Verzerrung der Messergebnisse führen könnte. Die Einflüsse des Restgases im Vakuumrezipienten auf den Strahltransport konnten hingegen ausgeschlossen werden. Bei allen präsentierten Messungen betrug der Restgasdruck in der Gabor-Linse und der Diagnosekammer $p = 7,3 \cdot 10^{-7}$ hPa.

2.4.2. Abbildungseigenschaften und Fokussierstärke der HGL

Die in den Abbildungen 2.3.12 bzw. 2.3.13 dargestellten gemessenen und numerisch bestimmten Phasenraumverteilungen nach dem RFQ stellen für die Bestimmung der Fokussiereigenschaften der HGL die Startverteilungen in den entsprechenden transversalen Ebenen dar. Nach der Konditionierung der HGL wurden die Linsenparameter in einem ausgewählten Parameterraum variiert, um die Abbildungseigenschaften des NNP als Funktion der externen Felder zu bestimmen. In Abbildung 2.4.1 sind die gemessenen Emittanzen der beiden transversalen Ebenen exemplarisch dargestellt. Dabei waren die Einstellungen der Gabor-Linse so gewählt, dass der Strahlfokus in der y-Ebene am Ort der Emittanzmessung lag. Aus den unterschiedlichen Anfangsbedingungen des Ionenstrahles in den beiden transversalen Phasenräumen ergibt sich mit Gleichung 2.2.9 dass der Ionenstrahl in der x-Ebene zu einem Parallelstrahl geformt wurde.

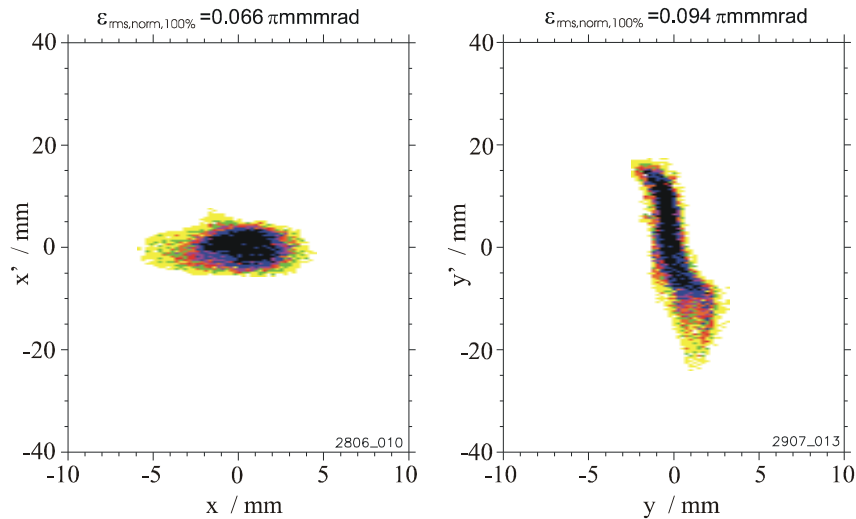


Abb. 2.4.1: Darstellung der gemessenen Phasenraumverteilung eines He^+ -Strahles mit einer kinetischen Energie von $W_b = 436$ keV und einem Strahlstrom von $I = 0,78$ mA nach der HGL mit $B_z = 0,046$ T und $\Phi_A = 25$ kV.

Als Grundlage für die im Folgenden durchgeführten Berechnungen der mittleren Elektronendichte werden die numerisch bestimmten Strahleigenschaften nach dem RFQ verwendet. Die Motivation hierfür wird später noch ausführlich diskutiert. Aus den Radien $x_0 = 4$ mm und $y_0 = 7,5$ mm sowie den Winkeländerungen $\Delta x' = 25$ mrad und $\Delta y' = 48$ mrad ergibt sich nach Gleichung 2.2.9 eine Brennweite von $f = 0,16$ m bzw. $f = 0,156$ m. Die Differenz zwischen beiden Werten ist auf Messfehler zurückzuführen, die unter anderem auch durch den Umbau der Emittanzmessanlage beim Wechsel zwischen den Messungen in den beiden transversalen Ebenen nicht ausgeschlossen werden konnten. Aus diesen Resultaten ergibt sich mit einer Strahlenergie von $W_b = 436$ keV und einer Länge der Raumladungswolke von $l = 0,22$ m eine in der Gabor-Linse eingeschlossene mittlere Elektronendichte von $n_e = 2,74 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. In Tabelle 2.4.1 sind die für den longitudinalen sowie radialen Einschluss theoretisch bestimmten Werte für die Elektronendichte des NNP vergleichend mit den numerisch sowie experimentell gewonnen Ergebnissen für ein Magnetfeld von $B_z = 0,046$ T und ein Anodenpotential von $\Phi_A = 25$ kV dargestellt.

HGL	$n_{e,\max} [\text{m}^{-3}]$	$\bar{n}_e [\text{m}^{-3}]$
radialer Einschluss	$1,03 \cdot 10^{16}$	$1,03 \cdot 10^{16}$
longitudinaler Einschluss	$8,84 \cdot 10^{15}$	$8,84 \cdot 10^{15}$
Simulation	$2,41 \cdot 10^{15}$ (23%/27%)	$1,51 \cdot 10^{15}$ (14%/17%)
Messung	-----	$2,74 \cdot 10^{15}$ (27%/31%)

Tab. 2.2.2: Vergleich der aus Theorie, Simulation und Experiment gewonnenen Elektronendichten des NNP, in Klammern der Füllgrad κ bezüglich der theoretischen Vorhersage für den radialen und longitudinalen Einschluss.

Für die vorgestellten Messungen wurden für die mittlere Teilchendichte der Raumladungswolke Füllgrade von 27 % für den radialen Einschluss und 31 % für den longitudinalen Einschluss erreicht. Bei der numerischen Simulation hingegen wurde eine weitaus geringere Plasmadichte prognostiziert, so dass hier die Füllgrade für die maximale Elektronendichte bei 23 % bzw. 27 % liegen, während die mittleren Dichten 14 % bzw. 17 % erreichen. Die Ursache für den Umstand, dass mit der numerischen Simulation geringere Plasmadichten als im Experiment bestimmt werden, liegt wahrscheinlich in der Treppenfunktion des Iterationsalgorithmus, deren Stufung an die maximal erreichbare Elektronendichte angeglichen werden müsste. Im ausgewählten Parameterraum spiegelt die Gesamtheit der Messergebnisse neben der exemplarisch vorgestellten Messung die Eigenschaften des NNP bezüglich der an die Gabor-Linse angelegten externen Felder wieder.

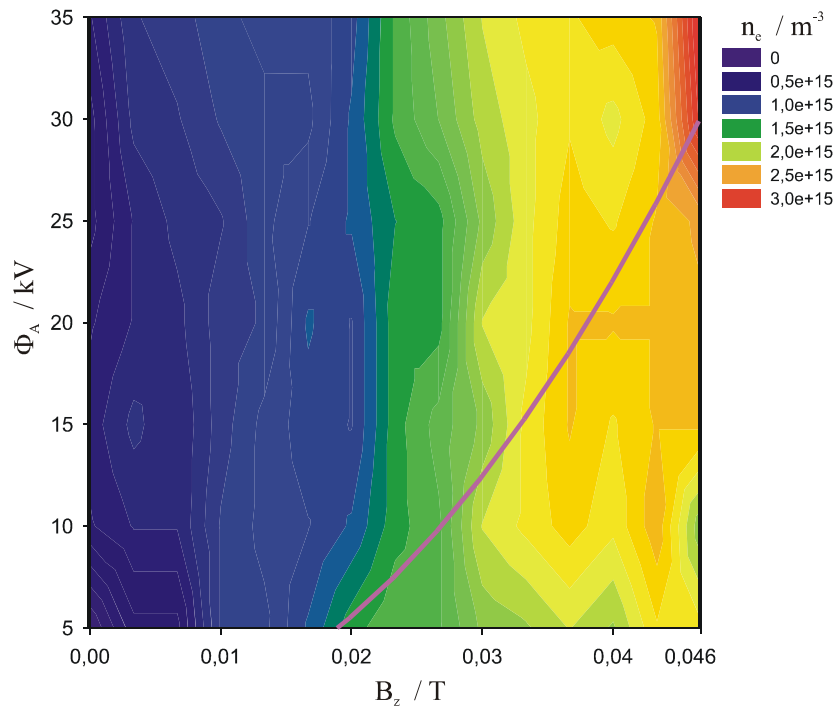


Abb. 2.4.2: Darstellung der experimentell bestimmten mittleren Elektronendichte als Funktion der an der HGL angelegten externen Felder.

In Abbildung 2.4.3 ist die mittlere Elektronendichte als Funktion der Linsenparameter dargestellt. Zusätzlich repräsentiert die eingezeichnete Funktion Gleichung 1.2.3 und somit

die Punkte, in denen die longitudinale Einschlussbedingungen gleich der in radialer Richtung ist und entspricht der Arbeitsfunktion der Gabor-Linse. Deutlich ist erkennbar, dass die Plasmadichte als Funktion der Magnetfeldstärke dem durch Gleichung 1.1.9 theoretisch bestimmten Verlauf folgt. Dagegen bleibt die Elektronendichte als Funktion des Anodenpotentials annähernd konstant. Die Ursache hierfür liegt in einer Verschlechterung der Einschlusseffizienz bei höheren Anodenspannungen. Dies wird in der Darstellung des auf die theoretischen Einschlussbedingungen bezogenen Füllgrades als Funktion der Linsenparameter erkennbar.

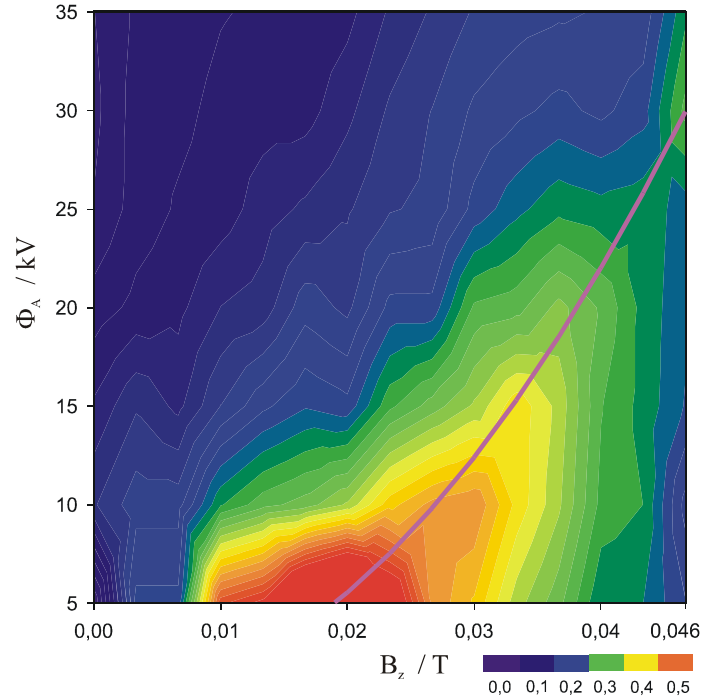


Abb. 2.4.3: Darstellung des auf die theoretischen Einschlussbedingungen bezogenen Füllgrades κ als Funktion der an der HGL angelegten externen Felder.

Insgesamt werden wie erwartet entlang der Arbeitsfunktion die höchsten Füllgrade erreicht. Allerdings nimmt die Einschlusseffizienz mit steigendem Anodenpotential ab. Die Gründe für diesen Umstand sind bislang nicht erschlossen, da die durch die numerischen Simulationen berechneten Elektronendichten die experimentellen Befunde nicht untermauern konnten. Allerdings lässt sich feststellen, dass der Füllgrad der Gabor-Linse entlang der Arbeitsfunktion im Mittel bei einem Wert von $\kappa = 30\%$ liegt, so dass die Ergebnisse etwa mit denen der kleinen Gabor-Linsen vergleichbar sind. Wird von den Einstellungen der Linsen in der LEBT-Sektion mit der entsprechenden Strahlenergie interpoliert, so ergibt sich für die Fokussierung des Ionenstrahles nach dem RFQ mit der HGL eine mittlere Elektronendichte von $n_e = 3,54 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ im Vergleich mit Linse 1 und $n_e = 3,81 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ bezüglich Linse 2. Die Abweichungen dieser beiden Werte von der tatsächlich erreichten Plasmadichte liegen bei 23% und 28% und zeigen, dass der Einschluss des NNP in der HGL, unter Berücksichtigung von Messfehlern, mit dem in den kleinen Gabor-Linsen bezüglich der Erzeugungs- und Verlustmechanismen der Linsenelektronen vergleichbar ist. Nach der Fokussierstärke sollen nun die Abbildungseigenschaften der in der HGL eingeschlossenen Raumladungswolke untersucht werden. Die in Abbildung 2.4.1 dargestellten Phasenraumverteilungen ergaben eine normierte RMS-Emittanz von $\epsilon_{\text{rms, norm, 100\%}} = 0,066 \pi \text{ mmmrad}$ für die x-Ebene und $\epsilon_{\text{rms, norm, 100\%}} = 0,094 \pi \text{ mmmrad}$ für die y-Ebene. Im Vergleich mit den gemessenen Startverteilungen ergibt sich eine Reduktion der RMS-Emittanz um einen Faktor 2,6 bzw. 2. Der Grund hierfür ist die in Abschnitt 2.3 angestellte Vermutung, dass sich der Ionenstrahl

aus beschleunigten und unbeschleunigten Ionen zusammensetzt. Die Strahlanteile mit einer wesentlich kleineren kinetischen Energie als der Designenergie des RFQ werden bei den gewählten Einstellungen an der HGL stark überfokussiert. Die Linse wirkt deshalb bei den präsentierten Messungen wie ein Energiefilter, da die numerischen Simulationen zum Strahltransport ergaben, dass die so überfokussierten Strahlanteile radial verloren gehen und nicht mehr zur gemessenen Phasenraumverteilung beitragen. Eine Energieverschmierung ΔW_b der Strahlionen um die Designenergie führt bei konstanter Fokussierstärke der HGL zu einer Verbreiterung des Strahlradius im Fokuspunkt. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die in Abschnitt 2.3.4 angestellten Untersuchungen zu verifizieren. In Abbildung 2.4.5 sind die Strahlionendichteprofile im Fokus nach der Hochfeld-Gabor-Linse für verschiedene in den RFQ eingekoppelte Leistungen dargestellt.

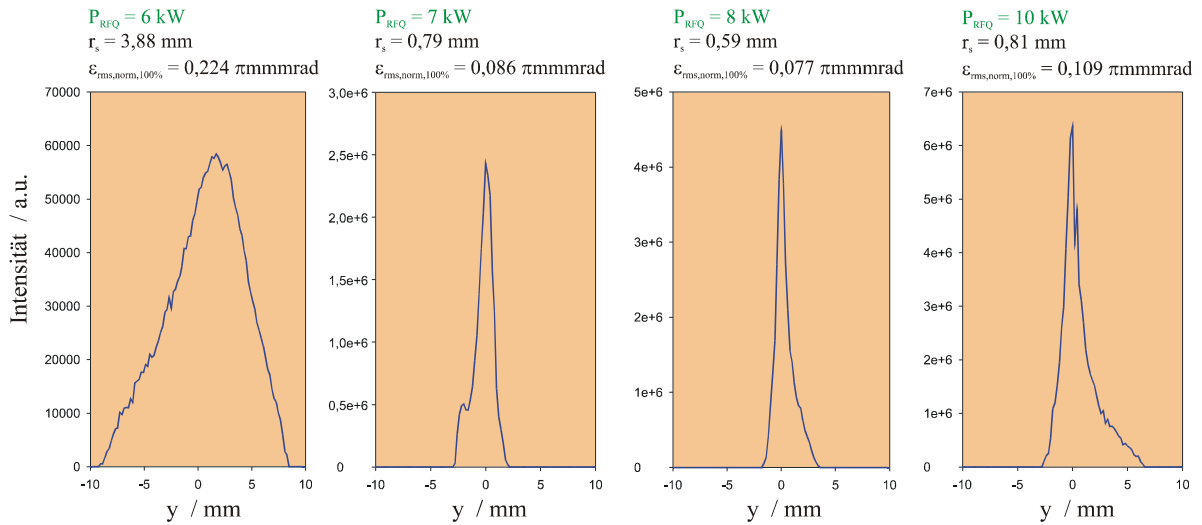


Abb. 2.4.4: Darstellung der Strahlionendichteprofile in der y -Ebene für verschiedene Leistungen im RFQ und bei konstanter Plasmadichte in der HGL.

Bei der Bestimmung der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der dargestellten Strahlionendichteprofile kann festgestellt werden, dass bei einer in den RFQ eingekoppelten Leistung von $P_{\text{RFQ}} = 8 \text{ kW}$ der Strahlradius r_s am kleinsten ist. Daraus folgt unmittelbar, dass die Energieverschmierung im Ionenstrahl minimal sein muss. Dieses Ergebnis entspricht den Schlussfolgerungen, die aus den in Abbildung 2.3.16 dargestellten Messergebnissen gezogen wurden. Wenn somit der Strahl nach der Fokussierung durch die HGL im wesentlichen dem durch den RFQ beschleunigten Anteil entspricht, kann festgestellt werden, dass die numerisch bestimmten Startbedingungen aus den Abbildungen 2.3.12 und 2.3.13 für die Bestimmung der Abbildungseigenschaften des NNP herangezogen werden müssen. Diese Feststellung kann durch weitere Indizien untermauert werden. Der Strahlstrom nach der Fokussierung durch die HGL entspricht etwa 80% des aus dem RFQ extrahierten Strahlstromes. Dieser Wert entspricht etwa dem in 2.3.4 bestimmten Anteil an beschleunigten Ionen im Strahl nach Verlassen des Beschleunigers. Des weiteren sollte der Vergleich der Strahlradien in der x -Ebene für die Startverteilung x_0 und des durch die Linse parallel gestellten Ionenstrahles x_1 bei vernachlässigbarer Raumladung vergleichbare Werte ergeben. Dies ist mit einem Verhältnis von $x_1/x_0 = 0,8$ der Fall. Werden die RMS-Emittanzen der numerisch berechneten Startverteilung ϵ_i mit den nach der Fokussierung gemessenen ϵ_f verglichen, ergibt sich ein Emittanzwachstum von $\epsilon_f / \epsilon_i = 1,02$ in der x -Ebene und von $\epsilon_f / \epsilon_i = 1,23$ in der y -Ebene durch den Transport des Ionenstrahles mit der HGL. An der gemessenen Phasenraumverteilung in der y -Ebene ist erkennbar, dass die Abbildung des Ionenstrahles durch das NNP mit Abberationen behaftet ist. Insbesondere die Verschmierung am unteren

Ende der Emittanzfigur legt nahe, dass der Radius r_s des Strahles größer war als der Radius der Raumladungswolke R_p .

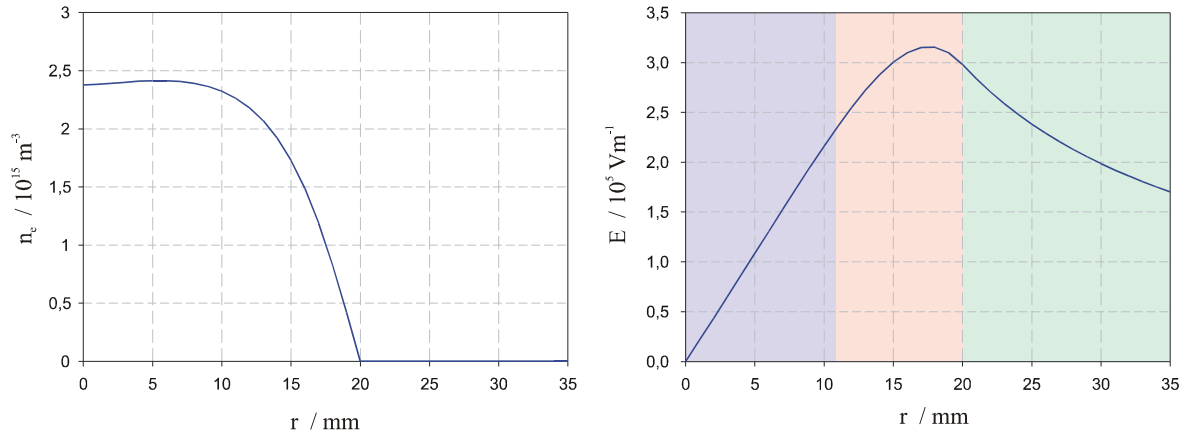


Abb. 2.4.5: Darstellung der numerisch bestimmten Elektronendichte n_e (links) und des elektrischen Feldes E_r (rechts) als Funktion des Radius in der Mitte der HGL.

In Abbildung 2.4.5 ist die Elektronendichte n_e (links) und das elektrische Feld E_r (rechts) als Funktion des Radius im Zentrum der HGL dargestellt. Bis zu einer Ausdehnung von $r = 11$ mm kann die Elektronendichte mit einer Abweichung von ca. 3% als homogen und das resultierende elektrische Feld als linear angenommen werden. Da der Strahlradius in der y-Ebene $r_s = 7,5$ mm beträgt, konnte nur eine Verschiebung des Strahlschwerpunktes zu den Abberationen führen. Diese konnte tatsächlich mit der CCD-Kamera und der Emittanzmessanlage als Funktion der in den RFQ eingekoppelten Leistung diagnostiziert werden und ist vermutlich auf die bereits erwähnte Dejustage der RFQ-Elektroden zurückzuführen.

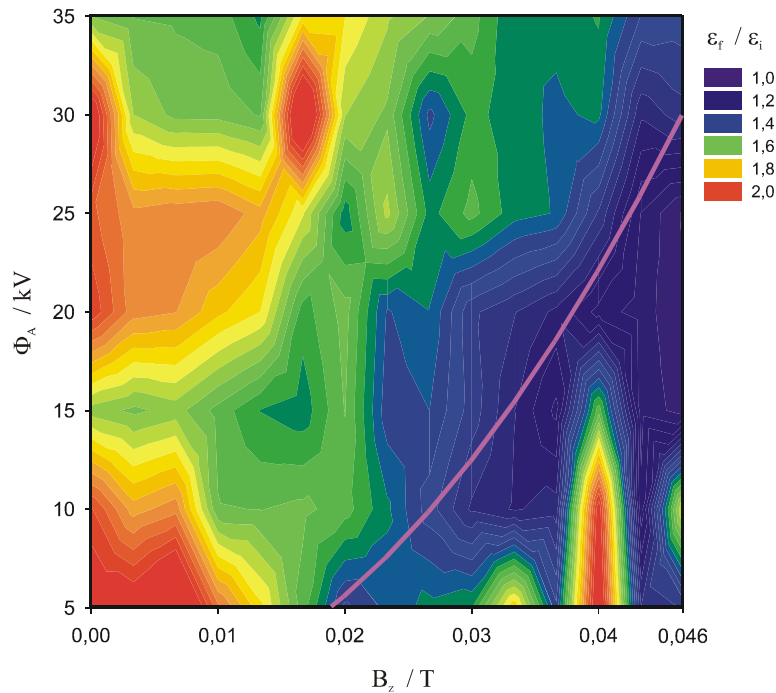


Abb. 2.4.6: Darstellung der Abbildungseigenschaften der HGL ausgedrückt durch das Emittanzwachstum ϵ_f / ϵ_i in der x-Ebene als Funktion der externen Linsenparameter.

Die Verschiebung des Strahlschwerpunktes bei der Designleistung von $P_{\text{RFQ}} = 8$ kW lag bei etwa 5 mm, so dass davon ausgegangen werden kann, dass der Ionenstrahl in der y-Ebene am

Rand der Raumladungswolke durch die HGL transportiert wurde, so dass die Bedingung für eine lineare Abbildung $r_s < R_p$ verletzt wurde. Aus diesem Grund wurden die Untersuchungen der Abbildungseigenschaften des NNP als Funktion der externen Felder nur für die Messungen in der x-Ebene ausgewertet. In Abbildung 2.4.6 ist das Emittanzwachstum ϵ_f / ϵ_i als Funktion der externen Felder der HGL dargestellt. Dabei wurde wie bereits erwähnt die RMS-Emittanz der numerisch berechneten Startverteilung als Basis verwendet. Das maximale Emittanzwachstum bei den präsentierten Messergebnissen bleibt kleiner als 2,5. Im Gegensatz zu den Experimenten in der LEBT-Sektion kommt es beim Strahltransport nach dem RFQ nicht zu einem Anwachsen der RMS-Emittanz allein bei der Strahldrift. Die Strahlionendichteverteilung ist nach dem RFQ annähernd homogen, denn mit einem Wert von $V_t = 1,98$ kann davon ausgegangen werden, dass keine Redistributionen der Ionen im Strahl mehr stattfinden werden. Neben diesem Grund für ein Emittanzwachstum spielt auch die Raumladung im Ionenstrahl wegen der um einen Faktor 31 gestiegenen Strahlenergie keine wesentliche Rolle mehr. Die generalisierte Perveanz des Ionenstrahles beträgt nach der Beschleunigung durch den RFQ im Mikrobunch $K = 4,4 \cdot 10^{-5}$, während sie in der LEBT-Sektion bei $K = 8,6 \cdot 10^{-3}$ lag. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass das in Abbildung 2.4.6 dargestellte Emittanzwachstum ausschließlich durch das in der Hochfeld-Gabor-Linse eingeschlossene nichtneutrale Plasma verursacht wurde. Deutlich ist zu erkennen, dass es entlang der eingezeichneten Arbeitsfunktion der Linse zu keinem wesentlichen Emittanzwachstum kommt, denn in diesem Bereich ist die Verteilung der Elektronen in der Raumladungswolke, wie in Abschnitt 1.3.3 gezeigt werden konnte, homogen. Die daraus resultierenden linearen elektrischen Felder des NNP führen zu einer aberrationsfreien Abbildung des Ionenstrahles.

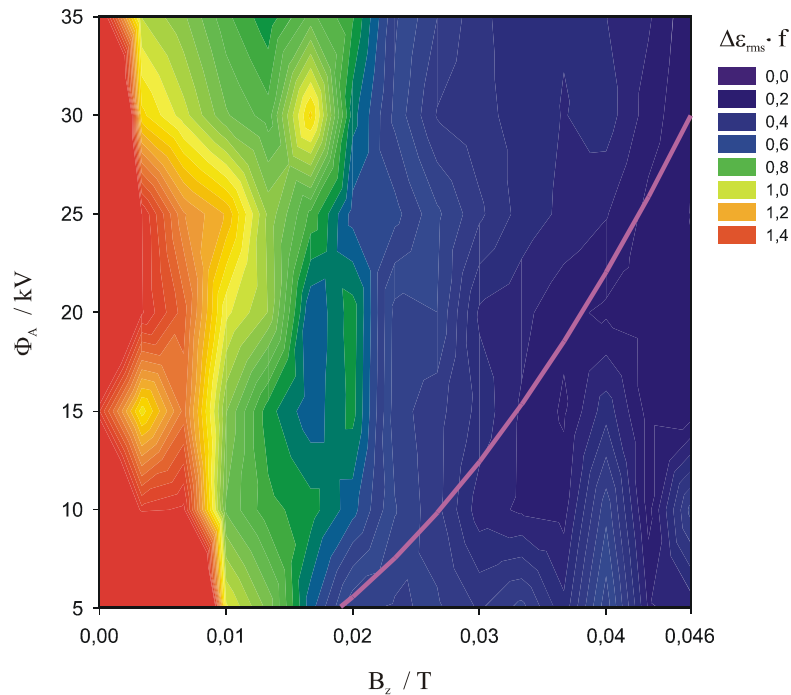


Abb. 2.4.7: Darstellung des Produktes aus Emittanzwachstum und Brennweite als Funktion der Linsenparameter Φ_A und B_z .

Aus der in Gleichung 2.2.10 folgenden Verknüpfung von Brennweite und Emittanzwachstum ergibt sich der in Abbildung 2.4.7 dargestellte Plot für die der Brillanz äquivalente Eigenschaft der HGL als Funktion der externen Felder. Diese ist wegen der geringen

Abbildungsfehler der Raumladungswolke vor allem durch die Brennweite und somit die erreichbare Plasmadichte in der HGL bestimmt.

2.4.3. Zeitaufgelöste Untersuchung der Abbildungseigenschaften der HGL

Die zeitliche Stabilität des in der HGL eingeschlossenen NNP kann durch verschiedene Prozesse beeinflusst werden. Bereits im Abschnitt 2.2.4. wurde untersucht, ob eine schnelle Variation der einschließenden Felder, in dem Fall wurde das Anodenpotential gepulst, eine Störung der Raumladungswolke durch induzierte Dichtefluktuationen verursacht. Aber auch eine zeitabhängige Strahlionendichteverteilung könnte beim Passieren des NNP möglicherweise Instabilitäten anregen und somit die Abbildungseigenschaften der Raumladungswolke beeinträchtigen. Während die zeitliche Struktur des Ionenstrahles in der LEBT-Sektion vernachlässigbar war, da es sich um einen DC-Strahl handelte, müssen die Auswirkungen der Makropulse und der Microbunch-Struktur des durch den RFQ beschleunigten Strahls näher untersucht werden. Der RFQ wurde bei einer Pulslänge von $\tau_{\text{mak}} = 1,25 \text{ ms}$ mit einem Tastverhältnis von 1,9 % betrieben. Mit Hilfe von Strahlstrommessungen mit einer Faraday-Tasse nach der HGL konnte untersucht werden, ob diese Zeitstruktur Auswirkungen auf die Stabilität der Raumladungswolke hatte. In Abbildung 2.4.8 sind auf der rechten Seite die gemessenen Ströme mit (rot) und ohne (blau) Fokussierung des Ionenstrahles durch die Gabor-Linse als Funktion der Zeit dargestellt. Auf der rechten Seite ist das Verhältnis der beiden Messungen als Funktion der Zeit abgebildet.

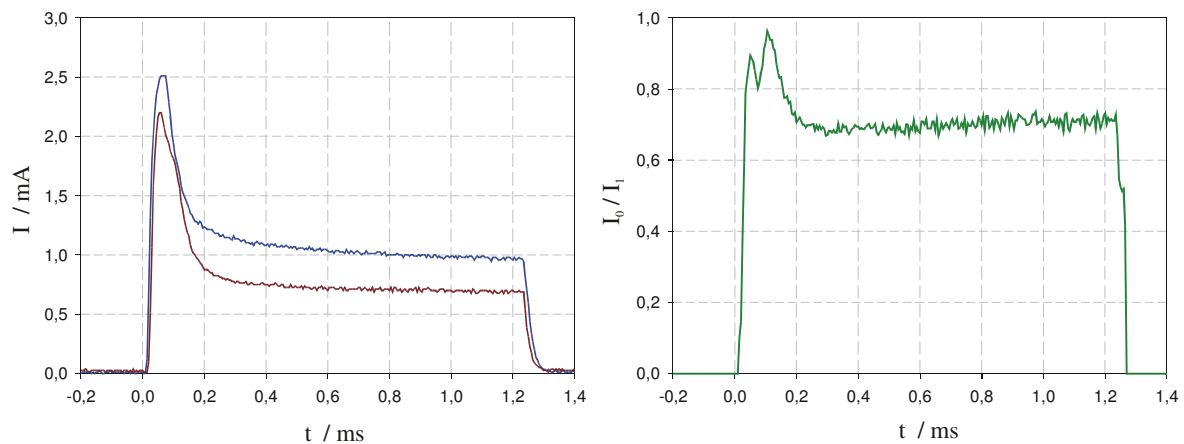


Abb. 2.4.8: Darstellung des Strahlstromes als Funktion der Zeit für den fokussierten (rot) und unfokussierten (blau) Ionenstrahl (links) und Verhältnis aus den gemessenen Strahlströmen mit und ohne Fokussierung als Funktion der Zeit (rechts).

Die Intensität des Strahlpulses hat innerhalb der ersten $100 \mu\text{s}$ ein ausgeprägtes Maximum. Das ist die Folge der Amplitudenregelung des RFQ's, die zu Beginn der Anregung des Resonators fast das doppelte an HF-Leistung in den RFQ einkoppelt als tatsächlich benötigt wird. Da gemäß der Abbildung 2.3.6 der Strahlstrom eine Funktion der in den RFQ eingekoppelten Leistung ist, entspricht ihr die zeitliche Änderung des Strahlstromes im Puls. Außerdem lässt sich feststellen, dass die Reduktion des Strahlstromes, die auf die im vorherigen Abschnitt diskutierten Mechanismen zurück zu führen ist, über den gesamten Strahlpuls nahezu konstant ist. Insgesamt lässt der Vergleich der Strommessungen mit und ohne Fokussierung des Ionenstrahles keine zeitliche Fluktuation der Raumladungswolke bei einer Auflösung von einigen Mikrosekunden erkennen. Im nächsten Schritt soll untersucht werden, ob durch die Microbunch-Struktur eine relevante Beeinflussung der Raumladungswolke nachweisbar ist. Denn wie bereits erwähnt, konnte die Zeitstruktur des Ionenstrahles nach dem RFQ nicht experimentell bestimmt werden. Die numerischen Simulationen des Strahltransports durch den Beschleuniger konnten jedoch die übrigen

experimentellen Befunde zur Entwicklung der Strahleigenschaften sehr gut wiedergeben, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Phasenbreite durch die verwendete Software verlässlich vorherbestimmt wurde. In Abbildung 2.4.9 ist die numerisch berechnete longitudinale Strahlionendichteverteilung des Ionenstrahles nach dem RFQ für die Designleistung von $P_{\text{RFQ}} = 8\text{kW}$ dargestellt.

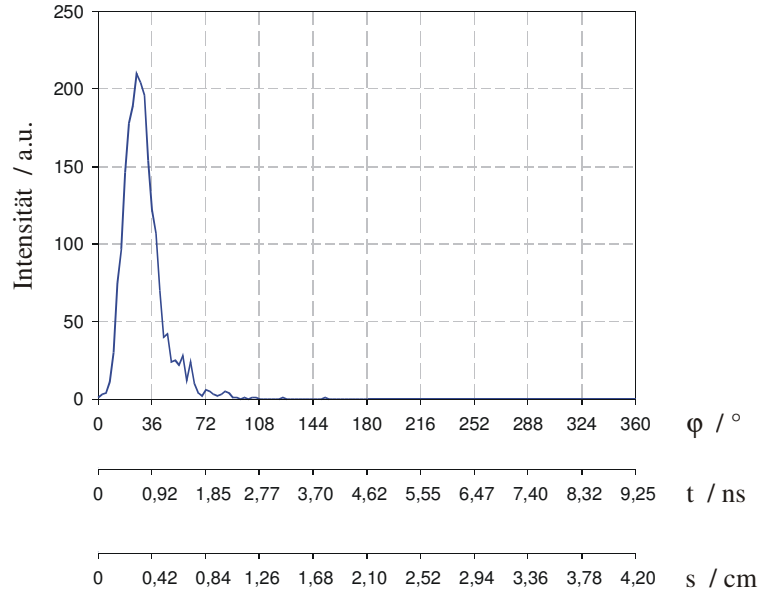


Abb. 2.4.9: Darstellung der numerisch bestimmten longitudinalen Strahlionendichte als Funktion der Phase, der Zeit und der Länge nach dem RFQ.

Mit dem gemessenen mittleren Strahlstrom von $I = 0,75\text{ mA}$ ergibt sich für ein Volumen von $V_b = 3,32 \cdot 10^{-7}\text{ m}^3$ des Mikrobunches eine mittlere Strahlionendichte von $n_{i,\text{bunch}} = 1,3 \cdot 10^{14}\text{ m}^{-3}$. Daraus folgt, dass die Zahl der Strahlionen im Bunch $N_{i,\text{bunch}} = 4,33 \cdot 10^7$ beträgt. Mit der Zellenlänge $a = \lambda_{\text{HF}} \cdot \beta$ von $a = 0,042\text{ m}$ und einer Länge der Raumladungswolke von $l = 0,22\text{ m}$ ergibt sich die Anzahl der Strahlionen, die sich während der Fokussierung des Ionenstrahles im Linsenvolumen aufhalten zu $N_{i,\text{Linse}} = 5 \cdot N_{i,\text{bunch}}$. Daraus folgt mit einem Volumen der Raumladungswolke von $V_R = 2,76 \cdot 10^{-4}\text{ m}^3$ und der gemessenen mittleren Elektronendichte ein Verhältnis von $N_e/N_{i,\text{Linse}} = 3500$. Wird nun angenommen, dass die Zeit für die Produktion der Linsenelektronen länger ist als die Aufenthaltsdauer der Strahlionen, muss die in der Linse eingeschlossene Elektronenzahl um die Anzahl der im Volumen der Raumladungswolke befindlichen Ionen reduziert werden. Daraus ergibt sich aber mit den oben genannten Werten keine signifikante Änderung der nach Gleichung 2.2.9 berechneten Brennweite oder des Divergenzwinkels des Ionenstrahles. Die Störung der Elektronendichteverteilung in der HGL durch den Ionenstrahl würde prinzipiell auch zu Abbildungsfehlern oder einer verringerten Brennweite führen, wenn die Relaxationszeit des NNP größer als die Aufenthaltsdauer des Strahlbunches im Volumen der Raumladungswolke wäre. Da jedoch die Elektronenwolke die Störung der Dichteverteilung mit der Plasmafrequenz ausgleicht, kommt es bei einem Verhältnis von $t_{\text{auf,Strahl}} / t_{\text{Relax}} = 22,6$ zu keiner Beeinflussung der Abbildungseigenschaften durch in die Raumladungswolke induzierte Inhomogenitäten. Trotzdem besteht prinzipiell die Möglichkeit, dass im NNP räumliche und zeitliche Dichtefluktuations angeregt werden können, die zu einer Variation der Brennweite sowie zu einer aberrationsbehafteten Abbildung des Ionenstrahles führen. Diese Auswirkungen lassen sich durch die Emittanzmessanlage nachweisen, wenn die Dichtefluktuations im Prozentbereich liegt und die zeitliche Änderungen der Elektronendichteverteilung innerhalb der Integrationszeit der Emittanzmessung liegt. In Abbildung 2.4.10 sind die gemessenen Phasenraumverteilungen für drei verschiedene Delay-

Zeiten dargestellt. Die Integrationszeit betrug bei allen Messungen $25\text{ }\mu\text{s}$. Im unteren Teil der Abbildung ist neben dem Strahlstrom auch die RMS-Emittanz als Funktion der Zeit dargestellt.

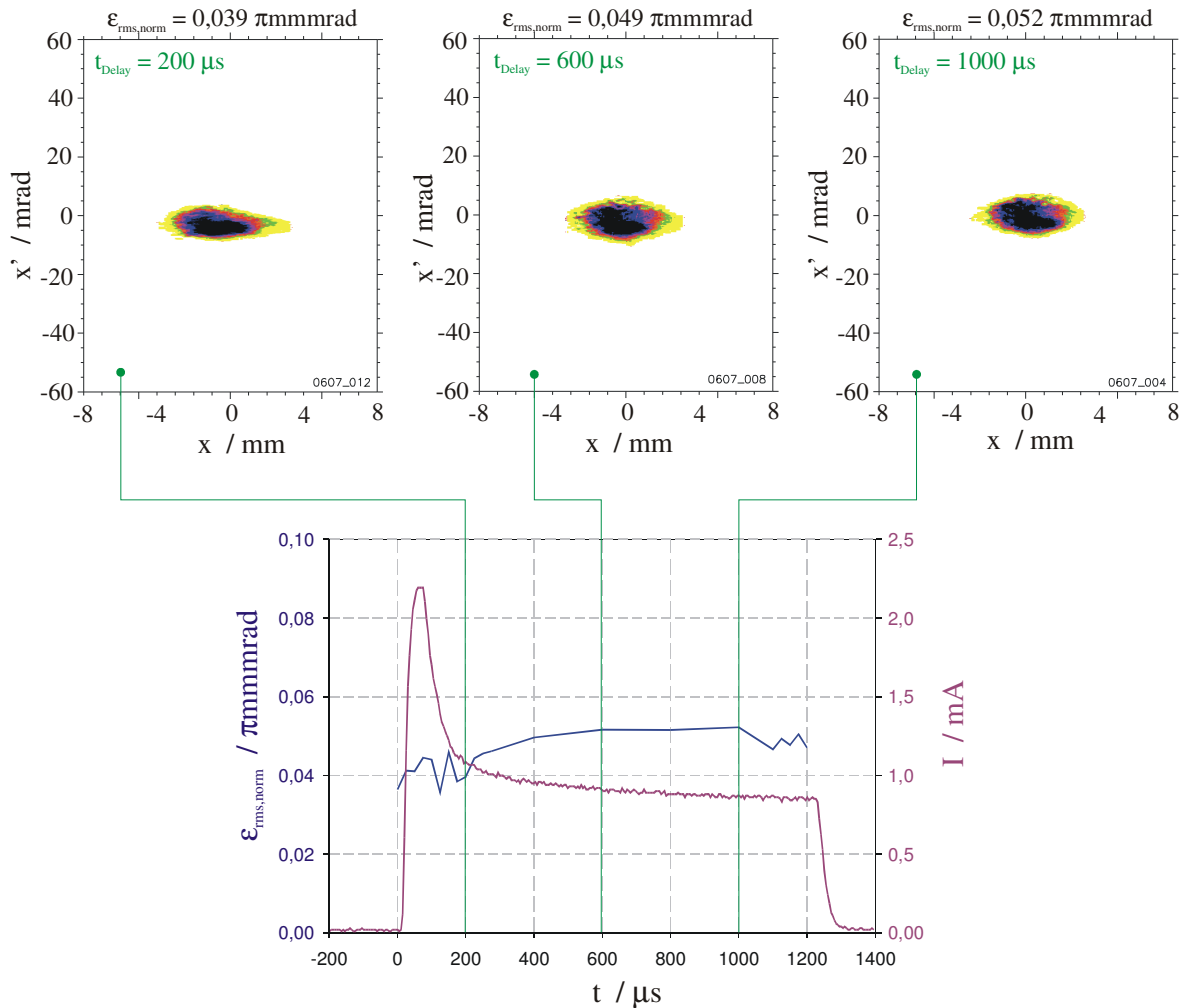


Abb. 2.4.10: Darstellung der gemessenen Phasenraumverteilungen für drei verschiedene Delay-Zeiten (oben) und der RMS-Emittanz und des Strahlstromes als Funktion der Zeit.

Deutlich sind zu Beginn und am Ende des Strahlpulses Schwankungen der RMS-Emittanz zu erkennen, die auf das Verhalten des RFQ's beim Ein- bzw. Ausschaltvorgang und die Amplitudenregelung zurück zuführen sind. In dem Intervall von $300 - 1000\text{ }\mu\text{s}$ kommt es hingegen zu keiner wesentlichen Variation der Emittanz, so dass davon ausgegangen werden kann, dass in der HGL eine zeitlich stabile und homogene Raumladungswolke eingeschlossen wurde.

2.4.4. Zusammenfassung

Der Transport und die Fokussierung eines gebunchten Ionenstrahles mit einer Strahlenergie von $W_b = 436\text{ keV}$ konnte unter Verwendung der Hochfeld-Gabor-Linse erfolgreich durchgeführt werden. Die zahlreichen Messungen bestätigten das prinzipielle Verhalten dieses Linsentyps, das sich aus den Messungen in der LEBT-Sektion bereits erkennen ließ. Unter der Berücksichtigung der Anfangsbedingungen des Ionenstrahles, die sich durch die Eigenschaften des verwendeten RFQ's ergaben, konnte eine Beurteilung der qualitativen Eigenschaften des eingeschlossenen NNP erfolgen. Dabei konnte festgestellt werden, dass die Abbildung des Ionenstrahles unter der Voraussetzung $r_s < R_p$ linear ist und zu keinem signifikanten Emittanzwachstum führt. Weiterhin konnte insbesondere an den zeitaufgelösten

Messungen gezeigt werden, dass die Zeitstruktur des Ionenstrahles keine Störung der Stabilität der eingeschlossenen Raumladungswolke bewirkt. Inwiefern dieser experimentelle Befund bei steigenden Strahlströmen im Mikrobunch und bei höheren Betriebsfrequenzen des Beschleunigers Stand hält, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Mit dem ersten Prototypen einer HGL konnte gezeigt werden, dass Raumladungslinsen auch bei mittleren Strahlenergien bei vergleichsweise geringen externen Feldern eine gute Alternative zu konventionellen Linsensystemen darstellen. Jedoch muss das Layout einer solchen Linse für den Betrieb in einem Beschleuniger so modifiziert werden, dass eine einfache Steuerung und geringe Störanfälligkeit garantiert sind.

Zusammenfassung und Ausblick

Gabor-Linsen wurden hinsichtlich ihrer Eignung zur Ionenstrahlfokussierung schon seit den frühen 1980-er Jahren des letzten Jahrhunderts untersucht. Hauptsächlich zwei Gründe sprachen nach den meisten Experimenten gegen einen Einsatz dieses Linsentyps in Beschleunigern: Die erreichten Füllgrade $\kappa_{r,l}$ [63] und die Abbildungseigenschaften der eingeschlossenen Raumladungswolke [64] blieben weit hinter den Erwartungen zurück. Mit dem ersten Prototypen einer Gabor-Linse am IAP konnte gezeigt werden, dass die Linsenfüllung nicht durch einen externen Elektronenemitter erfolgen muss, sondern die Produktionsrate im Inneren des Linsenvolumens durch Restgasionisation und Feldemission ausreicht, um adäquate Füllgrade zu erreichen. Diese erhöhten sich dabei auch auf Grund der Tatsache, dass die Transportkanäle für die externe Befüllung der Linse mit Elektronen gleichzeitig die größten Verlustkanäle darstellten. Die in der LEBT-Sektion verwendeten Gabor-Linsen sind modifizierte Nachbauten dieses Prototypen und konnten mit Hilfe der parallel zu den Experimenten entwickelten Software weiter optimiert werden. Dies war möglich, weil durch die numerische Simulationen der Einfluss der externen Felder und der Linsengeometrie auf den Einschluss, insbesondere die Verteilungsfunktion des nichtneutralen Plasmas, deutlich wurde. Schrittweise wurde somit die theoretische Beschreibung des Einschlusses der Raumladungswolke durch ein numerisches Verfahren ersetzt, das für die verschiedensten in der Theorie nicht berücksichtigten Randbedingungen eine selbstkonsistente Lösung für den Plasmaeinschluss bestimmt. Bei der Untersuchung der Zuverlässigkeit der numerischen Resultate wurden auch Zustände in der Gabor-Linse simuliert, bei denen die eingestellten Parameter weit jenseits der Arbeitsfunktion bei sehr kleinen Anodenpotentialen und sehr starken magnetischen Feldern lagen. Die als Ergebnis erhaltenen inhomogenen Elektronendichteverteilungen entsprachen dabei denen, die theoretisch durch Diocotronmoden hervorgebracht werden sollten. Damit konnte gezeigt werden, dass das physikalische Modell zur numerischen Bestimmung der Elektronendichteverteilung hinreichend gut ist und somit auch die physikalischen Eigenschaften des NNP, wie z.B. die Elektronentemperatur, gut durch das Computerprogramm berechnet werden können. Die Experimente zur Bestimmung der Plasmatemperatur durch die optische Spektroskopie zeigten, dass die Arbeitsfunktion der Gabor-Linse mit dem Zustand der Raumladungswolke übereinstimmt, bei dem das NNP vollständig thermalisiert ist. Das bedeutet, die transversale und longitudinale Temperatur ist gleich, und die Verteilung der Elektronen ist homogen. Obwohl es schon sehr lange Untersuchungen zur Stabilität von einkomponentigen Plasmen gab, konnte erst jetzt der Zusammenhang zwischen den Eigenschaften des in einer Gabor-Linse eingeschlossenen NNP und dessen Abbildungseigenschaften dargestellt werden, die letztendlich in die Definition einer von der Geometrie der Linse abhängigen Arbeitsfunktion mündete. Entlang dieser Funktion zeigten die in der LEBT-Sektion verwendeten Gabor-Linsen sowie die Hochfeld-Gabor-Linse die besten Abbildungseigenschaften. Bei einer Strahlenergie von $W_b = 14$ keV genügte ein angelegtes magnetisches Feld von $B_z = 7,7$ mT an der ersten Linse und von $B_z = 9,2$ mT an der zweiten Linse sowie ein Anodenpotential von $\Phi_A = 1850$ V bzw. $\Phi_A = 2600$ V, um den Strahl in die Akzeptanz des nachfolgenden RFQ abzubilden. Die bestimmten mittleren Elektronendichten ergaben einen Füllgrad der Linse von 34% bzw. 38%. Das Emittanzwachstum bei diesen Experimenten war im wesentlichen durch die Thermalisierung des Ionenstrahles bestimmt. Dabei sorgt die nichtlineare Feldenergie für eine Redistribution der Strahlionen, an deren Ende eine homogene Dichteverteilung und daraus folgend lineare Raumladungsfelder vorliegen. Das durch diesen Prozess verursachte Emittanzwachstum überdeckt die Abbildungsfehler des NNP, so dass gerade beim Transport raumladungsdominierter Strahlen erst bei Einstellungen der Gabor-Linse weit jenseits der

Arbeitsfunktion deutliche Abbildungsfehler, die durch die Raumladungswolke verursacht werden, sichtbar werden. Insgesamt konnte auch im Hinblick auf die Funktions- und Ausfallsicherheit festgestellt werden, dass sich ein LEBT-System bestehend aus zwei Gabor-Linsen sehr gut dazu eignet, den aus der Ionenquelle extrahierten Ionenstrahl in die nachfolgende Beschleunigerstruktur zu injizieren. Der RFQ konnte nach umfangreichen Vorbereitungen, bei denen leider auf eine Nachjustage der Elektroden verzichtet werden musste, in Betrieb genommen werden. Nach dem Konditionieren wurden die Parameter des RFQ's durch Experimente mit dem Ionenstrahl bestimmt. Als Ergebnis der Untersuchungen ergab sich eine Injektionsenergie der Ionen von $W_{b,in} = 3,35 \text{ A} \cdot \text{keV}$, die auf eine Endenergie von $W_{b,out} = 109 \text{ A} \cdot \text{keV}$ beschleunigt wurden. Die dafür benötigte HF-Leistung entsprach der Designleistung von $P_{RFQ} = 8 \text{ kW}$ für die Beschleunigung von Heliumionen und ergab mit der sich daraus ergebenden Elektrodenspannung von $U = 20 \text{ kV}$ eine Impedanz von $R_p = 50 \text{ k}\Omega$. Die Bestimmung der Energiespektren des Ionenstrahles nach dem RFQ ergaben, dass nur etwa 80% des durch den RFQ transportierten Strahles beschleunigt wurden und bei der in den Beschleuniger eingekoppelten Designleistung eine Energieunschärfe von $\Delta W_{b,out}/W_{b,out} = \pm 1,2\%$ zeigten. Beim Vergleich zwischen den numerisch und experimentell bestimmten Phasenraumverteilungen stellte sich heraus, dass die unbeschleunigten Strahlionen einen Halo um den beschleunigten Strahlanteil bildeten, so dass eine erhebliche Diskrepanz zwischen der numerisch und experimentell bestimmten RMS-Emittanz zu beobachten war. Daraus erwuchs jedoch kein Nachteil für die Beurteilung der Abbildungseigenschaften der HGL. Nach der Fertigstellung des Prototypen der Hochfeld-Gabor-Linse wurden umfangreiche Untersuchungen zum Einschluss des NNP durchgeführt. Neben der Abschätzung der mittleren Elektronendichte aus der mit einer CCD-Kamera gemessenen Leuchtdichte als Funktion der externen Felder konnten auch mit Hilfe der optischen Spektroskopie die Linsenparameter ermittelt werden, bei denen sich die eingeschlossene Elektronenwolke im thermischen Gleichgewicht befand. Aus der in diesem Zustand homogenen Elektronendichteverteilung resultieren lineare Raumladungskräfte, die den Ionenstrahl ohne Abbildungsfehler fokussieren. Mit einem Anodenpotential von $\Phi_A = 25 \text{ kV}$ und einem magnetischen Feld von $B_z = 0,046 \text{ T}$ konnte der Ionenstrahl nach dem RFQ mit einer Brennweite von $f = 0,16 \text{ m}$ fokussiert werden. Die eingeschlossene Elektronendichte lag bei $n_e = 2,74 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und ergab einen Füllgrad von $\kappa = 27\%$. Abbildungsfehler konnten beim Transport des Ionenstrahles durch die HGL nur dann beobachtet werden, wenn die eingestellten Linsenparameter weit von den durch die Arbeitsfunktion festgelegten Werte abwichen. Aus diesem Resultat konnte indirekt schon geschlussfolgert werden, dass auch die zeitliche Struktur des beschleunigten Ionenstrahles keine Auswirkungen auf die Stabilität der Raumladungswolke hatte. Genaue Untersuchungen durch zeitaufgelöste Emittanzmessungen mit einer Integrationszeit von $25 \mu\text{s}$ zeigten dann auch tatsächlich keine Schwankungen der Phasenraumlage und der RMS-Emittanz, die auf eine zeitliche Fluktuation der Elektronendichte schließen ließ.

Abschließend kann festgestellt werden, dass die Entwicklung einer entsprechenden Simulationssoftware, die den Einschluss eines nichtneutralen Plasmas in einer Gabor-Linse selbstkonsistent bestimmt, und eine daraus abgeleitete von der Geometrie der Linse abhängigen Arbeitsfunktion dazu führten, dass dieser Linsentyp bei den präsentierten Experimenten die Vorteile gegenüber konventionellen Ionenoptiken sichtbar werden ließ. Die Skepsis gegenüber dem Einsatz von Raumladungslinsen, die durch die zahlreichen vorangegangenen Experimente, die zum Teil weit hinter den Erwartungen bezüglich des Plasmaeinschlusses und der Abbildungseigenschaften zurückgeblieben sind, verursacht wurde, könnte jetzt beseitigt werden. Dies wäre durch den Einsatz einer Gabor-Linse an einem Beschleuniger-Front-End wie z.B. dem Hochstrom-Testinjektor der GSI möglich. Hier könnte gezeigt werden, dass die HGL gerade beim Transport von Schwerionenstrahlen die Vorteile von elektrostatischen und magnetischen Linsensystemen, nämlich die massenunabhängige Fokussierung und gleichzeitige Raumladungskompensation, vereint.

Literaturverzeichnis

- [1] T. P. Wangler, K R. Crandall, R. S. Mills und M. Reiser
“Relation between field energy and rms emittance in intense particle beams”
IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32(5):2196-2200 (1985)
- [2] I.G. Brown
“The physics and technology of ion sources”
Wiley-VCH, Weinheim (2004)
- [3] R. Becker
“Space charge compensation of thermal beams”
Il Nuovo Cimento 106A (1993) 1613
- [4] L. R. Evans, D. J. Warner
“Space-charge neutralisation of intense charged particle beams: some theoretical considerations”
CERN/MPS/LIN. 71-2 (1971)
- [5] R. Dölling
„Raumladungskompensation driftender intensiver Strahlen niederenergetischer Ionen und Techniken zu ihrer Vermessung“
Dissertation Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (1994)
- [6] T. Weis
„Untersuchungen zum Verhalten hochperveanter Ionenstrahlen bei Raumladungskompensation“
Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (1991)
- [7] X. Fleury
„Modlisation et simulation de la neutralisation de charge despace dun fraisceau de Proton“
PhD Thesis, Encole Polytechnique
Paris, September 2000
- [8] P. Groß, J. Pozimski, T. Weis, R. Dölling, H. Klein
”Low-Energy Beam Transport of Intense and Partially Space-Charge-Neutralized Ion Beams”
Il Nuovo Cimento 106A (1993) 1657
- [9] R. Dölling, J. Pozimski, P. Groß
„Radial distribution of space-charge force in compensated positive-ion beams”
Rev. Sci. Instrum. 69(1998)1094
- [10] P. Groß, J. Pozimski, T. Weis, R. Dölling and H. Klein
„Experimental and theoretical investigations of emittance growth of space charge compensated beams in a magnetic transfer line”
Proc. 22 nd LINAC Conf. 1994 Tsukuba, Japan.

- [11] R. Bock
 “Status and perspectives of heavy ion inertial fusion”
 GSI 91-13,1991
- [12] J.W. Kwan, D.Baca, F.M. Bieniosek, L. Grisham
 “Ion source and injector experiments at the HIF/VNL”
 HIF 2004 Meeting Princeton, USA, NIM A 544 (2005) p. 134-141
- [13] D. Gabor
 “A Space-Charge Lens for the Focussing of Ion Beams”
 Nature 160 (1947) 89
- [14] J. Pozimski and O. Meusel
 "Space Charge Lenses for Particle Beams"
 Rev. Sci. Instrum. **76**, 063308 (2005)
- [15] M. Reiser
 “Comparison of Gabor lens, gas focusing and electrostatic Quadrupol focusing for low energy ion beams”
 Proc. 13th PAC conf.1989, Chicago, USA
- [16] J. A. Palkovic, F. E. Mills, C. Schmidt, D. E. Young
 “Measurements on a Gabor lens for neutralizing and focusing a 30 keV proton beam”
 Proc. 1988 IEEE Linac. Conf. Williamsburg
- [17] U. Ratzinger, H. Liebermann, O. Meusel, H. Podlech, R. Tiede, W. Barth, W. Vinzenz
 "High Current Ion Beam RF Acceleration and Perspectives for an Inertial Fusion Driver"
 Laser and Particle Beams, 21, p. 627-632, 2003
- [18] J. Pozimski
 „Messungen an einer Gabor-Plasma-Linse“
 Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
 Frankfurt am Main (1990)
- [19] R.C. Davidson
 „Physic of Nonneutral Plasmas“
 Addison-Wesley, Redwood, MA, 1990
- [20] L. Brillouin
 Physical Review 67, 260 (1945)
- [21] R.C. Connolly
 “An investigation of quiet, steady state plasma columns produced by penning discharge”
 Ph. D. Thesis, University of Oregon, 1985
- [22] D.P. Xi
 Physica Scripta 39, 1989, p. 105

- [23] K. Hübner
 „Einführung in die Plasmaphysik“
 Wiss. Buchgesellschaft Darmstadt 1982
- [24] L.A. Artsimowitsch
 „Plasmaphysik für Physiker“
 Teubner, Stuttgart, 1983
- [25] H.-J. Kunze
 „Spectroscopy of Optically Thick Plasmas“
 Third Workshop of Plasma and Laser Physics, ed. Ph. Mertens, Forschungszentrum
 Jülich GmbH, Ismalia 1994
- [26] NIST - Scientific and Technical Database
 Electron-Impact Cross Sections for Ionisation and Excitation
<http://www.nist.gov/srd/>
- [27] J. Pozimski
 „Untersuchungen zum Transport raumladungskompensierter niederenergetischer und
 intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma-Linse“
 Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
 Frankfurt am Main (1997)
- [28] O. Meusel
 „Untersuchungen zum Transport niederenergetischer und hochperveanter Strahlen
 schwerer Ionen mit einer Doppel-Gabor-Plasmalinse“
 Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
 Frankfurt am Main (2001)
- [29] J. Pozimski, R. Dölling P. Groß, H. Klein
 „Investigation of space charge compensated Transport by use of a Gabor plasma lens“
 Proc. 23 rd LINAC Conf. 1996 Genf, Switzerland, CERN 96-07, p. 80
- [30] M. Droba
 „Entwicklung eines numerischen Modells zur Untersuchung von Instabilitäten in
 toroidal eingeschlossenen nichtneutralen Plasmen“
 private communication, 2005
- [31] H. R. Griem
 Phys. Rev. 128, 997 (1962)
- [32] H. R. Griem
 „Plasma Spectroscopy“
 McGraw-Hill Publ. Co., New York 1964
- [33] K. Günther
 in „Physics of Nonideal Plasmas“
 herausgegeben von W. Ebeling, A. Förster, R. Radtke
 Teubner-Texte, 250 (1992)

- [34] NIST - Scientific and Technical Database
Atomic Spectra Database Ver. 3.0
<http://www.nist.gov/srd/>
- [35] A. M. Ignato
"Diocotron instability of non-neutral plasma and V-states in incompressible fluid"
Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 30, No. 13, pp, 1845 to 1852, 1988
- [36] M. Hirota, T. Tatsuno, S. Kondoh, and Z. Yoshida
"Secular behavior of electrostatic Kelvin–Helmholtz (diocotron) modes coupled with plasma oscillations"
"Physics of Plasmas, Volume 9, Number 4, April 2002
- [37] R. C. Davidson and N. A. Krall
"Vlasov Equilibria and Stability of an Electron Gas"
Phys. Fluids 13, 1543 (1970)
- [38] J. Jacoby
Online Script zur Vorlesung „Fusionsplasmen“
Institut für Angewandte Physik der J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main
<http://mikro1.physik.uni-frankfurt.de/plasma/>
- [39] O. Meusel, A. Bechthold, J. Pozimski, U. Ratzinger, A. Schempp, H. Klein
"Low Energy Beam Transport using Space Charge Lenses"
HIF 2004 Meeting Princeton, USA
Nuclear Instruments and Methods, Sec. A, p 447-453
- [40] O. Meusel, A. Bechtold, H. Klein, J. Pozimski, U. Ratzinger, A. Schempp
"Low Energy Beam Transport using Space Charge Lenses"
Proc. 22 th LINAC Conf. 2004, Lübeck,
- [41] I. Langmuir, K.T. Compton
"Electrical Discharges in Gases Part II. Fundamental Phenomena in Electrical Discharges"
Rev. Mod. Phys., 3, 251, 1931
- [42] C.D. Child
"Discharge from hot CaO"
Phys. Rev., 32, 492, 1911
- [43] J. D. Lawson
"Perveance and the bennet pinch relation in patially neutralized electron beams"
J. Electr. Control 5 (1958), p. 146
- [44] F. J. Sacherer
"RMS envelope equations with space charge"
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-19 (1971), p. 1105
- [45] R. Becker
"New Features in the Simulation of Ion Extraction with IGUN"
Proc. 6th EPAC Conf., Stockholm, Sweden, 1998

- [46] P. W. Allison, J. D. Shermann and D. B. Holtkamp
 "An emittance scanner for intense low energy beams"
 IEEE Trans. Nucl. Sci. 30 (1987), p. 2204
- [47] J. Struckmeier
 GSI-ESR-87-03, 1998.
- [48] IFMIF CDE Report
 IFMIF International fusion Materials Irradiation Facility, Conceptual Design
 Evaluation Report, A Supplement to the CDA by the IFMIF Team. Wissenschaftliche
 Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe, Technik und Umwelt, edited by A. Möslang,
 Januar 99
- [49] R.K Janev, W.D. Langer, K. Evans, D.E. Post,
 "Elementary processes in hydrogen-helium plasmas"
 Springer, Heidelberg (1987)
- [50] A. L. Hughes, V. Rojansky
 "On the analysis of electronic velocities by electrostatic means"
 Phys. Rev. 34 (1929) 284
- [51] J. Pozimski, O. Meusel
 „LINTRA ein Computerprogramm zur Berechnung des Strahltransportes
 teilkompensierter, hochperveanter Ionenstrahlen“
 Grako News1/99 (1999), p. 33
- [52] P. Lapostolle
 IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18:1101 (1971)
- [53] T. P. Wangler, K R. Crandall, R. S. Mills und M. Reiser
 „Relation between field energy and rms emittance in intense particle beams“
 IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32(5):2196-2200 (1985)
- [54] J. Struckmeier
 „Selbstkonsistente und nicht selbstkonsistente Phasenraumverteilungen intensiver
 Ionenstrahlen“
 Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main
 GSI Report, 85-14 (1985)
- [55] A. Schönlein
 „Emittanzwachstum und Raumladungskompensation beim Transport intensiver
 Ionenstrahlen“
 Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main
 GSI Report, 87-4 (1987)
- [56] J. Struckmeier
 Online Script zur Vorlesung "Ion Beam Optics"
 Institut für Angewandte Physik der J.W.Goethe-Universität Frankfurt am Main

http://www-linux.gsi.de/~struck/hp/vorlesung/Lect1_7.pdf

- [57] A. Schempp
„Beiträge zur Entwicklung der Radiofrequenzquadrupol (RFQ) – Ionenbeschleuniger“
Habilitationsschrift, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (1990)
- [58] A. Schempp
“Design of compact RFQ’s”
Proc. 18th LINAC Conf. Geneva, 1996.
- [59] A. Bechthold
„Konstruktion eines Schwerionen RFQ Beschleunigers mit hohem Duty-Cycle“
Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (1997)
- [60] Joachim Dehen
„Transport und Beschleunigung von Ionen im RFQ“
Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (1994)
- [61] A. Bechthold
„Eine integrierte RFQ-Driftröhrenkombination für ein Medizin-Synchrotron“
Dissertation, Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ.
Frankfurt am Main (2003)
- [62] J.Pozimski, O. Meusel, A. Jakob, A. Lakatos and H. Klein
„Non destructive determination of beam emittance for low energy ion beams using
CCD-camera measurements”
Proc. 7 th EPAC Conf. 2000, Vienna, Austria
- [63] M. Reiser
“Comparison of Gabor lens, gas focusing and electrostatic Quadrupol focusing for
low energy ion beams”
Proc. 13th PAC conf.1989, Chicago, USA
- [64] G. Riehl
„Untersuchung der mehrdimensionalen transversalen Phasenraumverteilungen von
intensiven Ionenstrahlen“
Dissertation,Inst. f. Angew. Phys., J. W. Goethe-Univ., Frankfurt am Main (1993)

Dankesworte

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. U. Ratzinger danke ich für die Anregung und Förderung der vorliegenden Arbeit. Besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. A. Schempp für die Unterstützung und insbesondere für die Bereitstellung der Beschleunigerstruktur.

Herrn Prof. Dr. Klein danke ich für die zahlreichen anregenden und interessanten Diskussionen und sein Interesse an meiner Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Pozimski für die gute Zusammenarbeit, seine zahlreichen Anregungen und stete Diskussionsbereitschaft.

Für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima danke ich außerdem C. Gabor, Dr. M. Droba, Dr. H. Podlech, D. Bänsch, Dr. A. Bechtold und der AG Plasmaphysik unter Leitung von Herrn Prof. Dr. J. Jacoby .

Herrn Müller möchte ich für die Mühen bei der Instandsetzung verschiedenster Geräte und die guten Ratschläge und Tips danken. Der Institutswerkstatt, unter Leitung von Herrn Hausen, danke ich für die präzise und schnelle Ausführung aller Arbeiten.

Bedanken möchte ich mich noch bei all jenen nicht namentlich genannten Mitgliedern des Institutes, die durch ihr freundliches Entgegenkommen und ihre Hilfe diese Arbeit unterstützt haben.

Für die finanzielle Förderung danke ich dem BMBF und der GSI mbH Darmstadt.

Lebenslauf

01.10.1971	geboren in Quedlinburg
1978-1988	Besuch der Hans Beimler-Schule, zehn-klassige allgemeinbildende polytechnische Oberschule in Quedlinburg.
1988-1991	Berufsausbildung zum „Facharbeiter für Pflanzenproduktion Spezialisierungsrichtung Saatzucht“ mit Abitur in Langenstein/Böhnshausen
Herbst 1991	Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main
Herbst 1992	15 Monate Zivildienst beim Frankfurter Verband für Alten- und Behindertenhilfe
April 1994	Fortsetzung des Studiums
Juni 1998	Vordiplom in Physik
Oktober 1999	Beginn der Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik Thema: „Untersuchungen zum Transport niederenergetischer und hochperveanter Strahlen schwerer Ionen mit einer Doppel-Gabor-Plasmalinse“
März 2001	Abschluss der Diplomhauptprüfung in Physik mit der Gesamtnote „sehr gut“
April 2001	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik Beginn der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation

Akademische Lehrer

W. Aßmus, R. Becker, J. A. Maruhn, W. Greiner, R. Jelitto, T. Elze, H. Klein, B. Lüthi, W. Martienssen, H. F. de Groote, J. Weidmann, W. G. Saltzer, E. Mohler, U. Ratzinger, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking